UNTERSUCHUNGEN ZUR KATHODENLINSE EINES ELEKTRONENOPTISCHEN MASKIERUNGSPROJEKTORS MIT PHOTOKATHODE FÜR VERKLEINERUNG

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Michael Dostmann
aus Dresden

1983

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543906_0002

UNTERSUCHUNGEN ZUR KATHODENLINSE EINES ELEKTRONENOPTISCHEN MASKIERUNGSPROJEKTORS MIT PHOTOKATHODE FÜR VERKLEINERUNG

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Michael Dostmann
aus Dresden

1983

Tag der mündlichen Prüfung:	4.November 1983
Dekan:	Prof.Dr.K.H.Herrmann
1.Berichterstatter:	Prof.Dr.R.Speidel
2.Berichterstatter:	Prof.Dr.G.Möllenstedt

0 Abstract

DOSTMANN, MICHAEL

UNTERSUCHUNGEN ZUR KATHODENLINSE EINES ELEKTRONENOPTISCHEN MASKIERUNGSPROJEKTORS MIT PHOTOKATHODE FÜR VERKLEINERUNG

Elektronen, die mit Hilfe einer schmalen Spektrallinie einer Hg - Niederdrucklampe aus verschiedenen Photokathoden ausgelöst werden, werden auf ihre Winkel- und Energieverteilungen hin untersucht. Von den untersuchten Materialien Pd, Ni, C, Au, AuPd und CsJ erweisen sich nur Pd und CsJ als diejenigen Materialien, die sehr schmale Elektronenbündel aus einer Punktquelle aussenden.

Es zeigt sich, daß die engsten Bündel erreicht werden durch die Verwendung äußerst dünner Photokathodenschichten unter 20 Å, und daß die Elektronenbündel mit steigender Schichtdicke breiter werden. Bei beiden Materialien Pd und CsJ kann jedoch ein relatives Minimum der Winkelverteilung gemessen werden bei Schichtdicken über 100 Å. Der Öffnungswinkel der ausgelösten Elektronen liegt in der Größenordnung von 10^{-3}rad. Mit Hilfe sehr hoher Spannungen können um den Faktor 2 bis 3 kleinere Aperturen erreicht werden.

Die Energieverteilungsmessung zeigt, daß die Elektronen bei Austritt aus der Photokathode keine Gleichverteilung der Winkel besitzen, sondern in Richtung des Beschleunigungsfeldes bevorzugt die Kathode verlassen. Die Energiebreite , bei der die Elektronenintensität auf 1/e abfällt , beträgt zwischen 0,6 eV und 2,3 eV, je nach Betriebsspannung und Kathodenschichtdicken.

Da Beschleunigungselektroden (Netzanode) im Strahlengang des elektronenoptischen Maskierungsprojektors mit Photokathode den thermischen Belastungen nicht standhalten, wurde ein elektrostatisches Ringelektroden - Beschleunigungssystem für die ausgelösten Photoelektronen aufgebaut und getestet. Das in ein Elektronenbild umgewandelte Muster der Photokathodenmaske konnte mit diesem Beschleunigungssystem und dem nachfolgenden magnetischen Linsensystem auf einer Chipfläche von 3,6·3,6 mm^2 mit Strukturen bis 1 µm noch abgebildet werden.

UNIV. LEOBEN BIBL.

INHALTSVERZEICHNIS Seite

0	Abstract	1
1	Einleitung	5
2	Untersuchung der Photokathoden	8
2.1	Spektrale Verteilung der UV-Lampe	10
2.2	Bildentstehung	14
2.3	Winkelverteilungsmessung von Photokathoden	17
2.3.1	Aufbau der Meßanordnung	19
2.3.2	Aufbau der verwendeten Photokathoden	22
2.3.3	Bestimmung der Kathodenschichtdicken	27
2.3.4	Palladium als Kathodenmaterial	28
2.3.5	Nickel, Kohlenstoff, Gold und Gold-Palladium als Kathodenmaterial	35
2.3.6	Die Metall-Isolator-Metall-Kathode	37
2.3.7	Cäsiumjodid als Kathodenmaterial	39
2.3.8	Einfluß der Titandioxidschicht auf die Winkelverteilung der Photoelektronen	45
2.3.9	Einfluß der Netzanode auf die Winkelverteilung der Photoelektronen	47
2.4	Energieverteilung der Photoelektronen	48
2.4.1	Aufbau der Meßanordnung	49
2.4.2	Meßergebnisse für Palladium	54
2.4.3	Meßergebnisse für Cäsiumjodid	55
3	Aufbau einer Kathodenlinse für einen Maskierungsprojektor	57
3.1	Berechnungen	58

3.2	Bau des Beschleunigungssystem	68
3.3	Experimentelle Untersuchungen	68
4	Zusammenfassung	84
5	Literaturverzeichnis	87
6	Lebenslauf	89

1 Einleitung

Die Herstellung großintegrierter Schaltkreise erfordert durch die immer kleineren Dimensionen der Strukturen solcher elektronischen Bauelemente neue Technologien bei der Fertigung, da mit den bisherigen lichtoptischen Verfahren kein weiterer technologischer Fortschritt aus prinzipiellen Überlegungen heraus möglich ist.

Neben der Röntgenstrahllithographie, deren Einsatz zwar Strukturen unter 1µm erwarten läßt, bei der jedoch Strahlerzeuger, Maske und Resist Probleme aufwerfen, haben sich zwei weitere Verfahren herauskristallisiert: die Elektronenstrahllithographie und die Ionenstrahllithographie. Bei der letzteren werden Ionenstrahlen zur Belichtung verwendet, und es konnten bereits gute Ergebnisse erzielt werden, da das von der Elektronenstrahllithographie her bekannte Phänomen des Proximityeffektes durch die geringe Wechselwirkung Materie - Ionen nicht stattfindet (1,2,3,4).

Die Elektronenstrahllithographie entwickelte sich in zwei Richtungen. Bei den Rasterverfahren wird eine feine Elektronenstrahlsonde rasterförmig über die zu maskierende Fläche geführt. Dabei wird die Maskenstruktur über die Hell - Dunkeltastung des Elektronenstrahls in den elektronenempfindlichen Lack abgebildet. Wegen der Abbildungsfehler können nur kleine Auslenkwinkel zugelassen werden, und deshalb steht nur ein kleines Arbeitsgebiet von wenigen mm^2 zur Verfügung. Diese Elektronenstrahlmikroschreiber kommen nur bei der Maskenherstellung zum Einsatz beziehungsweise bei kundenspezifischen Schaltkreisen in der Gate-Array-Technologie bei geringen Stückzahlen. Die Projektionsverfahren erlauben die gleichzeitige Belichtung der gesamten Maskenstruktur. Dabei können größere Flächen innerhalb weniger Sekunden belichtet werden. So zeigt der 1:1 - Maskierungsprojektor (5) sehr gute Ergebnisse, be-

nötigt allerdings eine Mustermaske im Maßstab 1:1, das heißt für seinen Einsatz muß bereits eine Maske mit entsprechender Dimensionierung der Strukturen vorliegen.

Bei verkleinernden elektronenoptischen Projektionssystemen (6,7,8) werden transparente Masterfolien in den Strahlengang eingebracht. Dadurch entsteht ein Elektronenbild der Maske, welches auf den Wafer verkleinert abgebildet wird. Da diese Folien sehr stark thermisch beansprucht werden, kann man die Strukturierung auch zurück in die Elektronenquelle verlegen, indem direkt auf eine Photokathode die abzubildende Maske aufgebracht wird. Das an der Photokathode entstehende Elektronenbild wird zu einer Gitteranode hin beschleunigt und verkleinert in die Registrierebene auf einen Wafer abgebildet. Auch hier ergeben sich Probleme: zum einen aus der Energieverteilung, mit der die Elektronen die Kathode verlassen und damit verbunden mit dem Öffnungswinkel, unter dem die Elektronen einen Punkt auf der Oberfläche verlassen. Dies führt letztendlich zur Begrenzung des Auflösungsvermögens. Diese Begrenzung allein erlaubt jedoch noch eine 1µm - Technologie. Zum anderen aber, und das ist viel schwerwiegender, durch die Verwendung einer Netzanode im Strahlengang, deren Stabilisierung wegen der unterschiedlichen örtlichen Strahlenbelastung einzelner Anodenstege erhebliche Schwierigkeiten bereitet (9). Dadurch wird die Lage der Anode zur Photokathode variiert. Damit verbunden ist eine ständige Änderung des Abbildungsmaßstabes und eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens des Systems.

In dieser Arbeit wurden zunächst für das Projektionssystem mit Photokathode die Winkel- und Energieverteilungen einiger geeigneter Photokathodenmaterialien untersucht, um eine Optimierung der Strahlquelle zu erreichen. Anschließend wurde die in dem bisherigen Projektor verwendete Netzanode durch eine Anordnung von mehreren Ringelektroden ersetzt und erreicht, daß keinerlei Materie

im Strahlengang vorhanden ist, die irgendwelcher Strahlenbelastung ausgesetzt ist. Das Projektionssystem arbeitet bei sechsfacher Verkleinerung, so daß die Photokathode in konventioneller lichtoptischer 5µm - Technologie hergestellt werden kann. Die mit dem beschriebenen Maskierungsprojektor erzielten Ergebnisse waren jederzeit reproduzierbar. Bedingt durch die im Mikrometerbereich liegende Tiefenschärfe der Bildebene können sich Schwierigkeiten bei der Justierung des Wafers in der Bildebene ergeben.

2 Untersuchung der Photokathoden

Abbildung 1 zeigt den schematischen Strahlengang des Maskierungsprojektors mit Photokathode für Verkleinerung. Die mit Hilfe von ultraviolettem Licht in der Photokathode ausgelösten Elektronen (vgl. Kap. 2.2) werden in einem homogenen elektrischen Feld zur Anode hin beschleunigt. Das erzeugte Elektronenbild der Photokathode wird mittels eines Systems zweier Magnetlinsen im teleskopischen Verkleinerungsstrahlengang in die Registrierebene auf den elektronenempfindlichen Lack eines Wafers abgebildet.

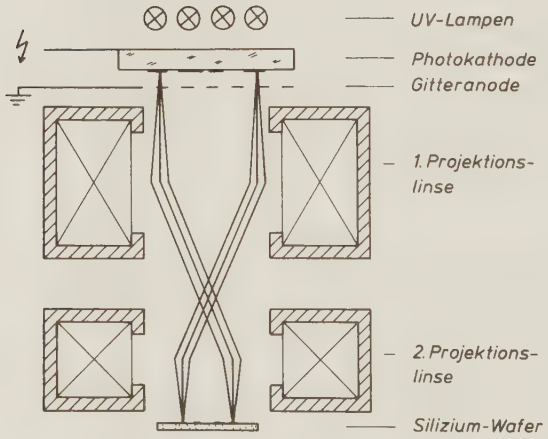


Abb.1: Maskierungsprojektor mit maskierter Photokathode und Gitteranode

Die strukturierten Photokathoden, die in einem solchen Maskierungsprojektor zum Einsatz kommen sollen, müssen eine Reihe von Anforderungen erfüllen:

- Die Stromdichte muß > 1 $\mu A/cm^2$ sein.

Für den heute häufig verwendeten Elektronenstrahlresist Polymethyl - Metacrylat (PMMA) benötigt man zur Belichtung dieser Schicht bei einer Beschleunigungsspannung von 26 kV eine minimale Dosisdichte von $4 \times 10^{-5} C/cm^2$, bei 40 kV sogar $4 \times 10^{-4} C/cm^2$. Mit der obigen Anforderung bedeutet dies eine Belichtungszeit von unter 2,5 s beziehungsweise 25 s bei einer vierfachen Verkleinerung.

- Die mittlere kinetische Energie der emittierten Elektronen muß < 1 eV sein, damit die Apertur der ausgelösten Elektronen nicht die Auflösungsgrenze beeinflußt. Dies erfordert eine genaue Anpassung der Austrittsarbeit der Photoelektronen an die Wellenlänge der auslösenden Lichtstrahlung, da die Differenz zwischen auslösender Wellenlänge und langwelliger Emissionsgrenze als kinetische Energie der Elektronen erscheint und eine Aperturverbreiterung bewirkt, was zur Folge hat, daß das größtmögliche nutzbare Gesichtsfeld einer Maske kleiner wird.

- Der Photoelektronenstrom muß unter normalen Vakuumbedingungen von $P = 10^{-3}$ bis 10^{-5} Pa stabil sein, um einen Routineeinsatz des Maskierungsprojektors zu gewährleisten.

Darüberhinaus wäre von großem Vorteil, wenn die Präparation der Photokathode ohne großen Aufwand erfolgen könnte, die Photokathode an Luft stabil wäre, und nach Ermüden der Photokathode diese leicht von der Maske abgelöst werden könnte, ohne die darunterliegende Maske selbst zu zerstören.

Diese Bedingungen schränken die Auswahl von Materialien als Photokathode drastisch ein. Um die Belegung der Photokathode mit Sauerstoff möglichst gering zu halten, ist es notwendig, Materialien mit hohen Austrittsarbeiten zu verwenden. Aus diesem Grunde ist für die Bestrahlung von Photokathoden mit oben geforderten Eigenschaften nur UV-Strahlung geeignet.

Als UV-Strahler stehen heute Quecksilber-Lampen und Kohlebogen-Lampen zur Verfügung. Beide haben sowohl genügend Intensität - für große Quantenausbeute - als auch die Wellenlänge im geforderten Energiebereich aufzuweisen. Davon sind die Hg-Lampen zu bevorzugen, weil ihre Technologie weit fortgeschritten ist.

2.1 Spektrale Verteilung der UV-Lampe

Die in dieser Arbeit verwendeten Niederdruckbrenner vom Typ Heraeus-Hanau NK 6/12 wurden in einem Spektralphotometer PMQ III der Firma Zeiss auf ihre spektrale Verteilung hin vermessen.Abbildung 2 zeigt den Verlauf der gemessenen Spektralverteilung im ultravioletten Gebiet oberhalb 200 nm. Das Maximum der Verteilung liegt bei 253,6 nm, was einer Energie von 4,89 eV entspricht. Bei 253,3 nm und 253,9 nm ist die Intensität bereits auf ein Zehntel der maximalen Intensität abgefallen, was einer 1/10 - Wertbreite der Energie von 10^{-2}eV gleichkommt. Für den günstigsten Fall, daß die Austrittsarbeit genau im Maximum der Spektralverteilung liegt, wären damit bei Betriebsspannungen zwischen 10 kV und 40 kV Austrittsaperturen von einigen 10^{-4}rad möglich (Berechnungen siehe Kap. 2.3.4).

Spektrallinien unterhalb 200 nm wurden in einem Gitterspektrographen vermessen. Als Detektor diente ein

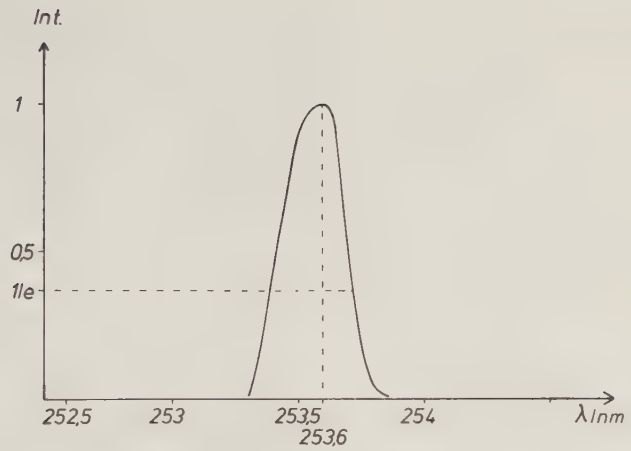


Abb.2: Spektralverteilung des Hg-Niederdruckbrenners Heraeus-Hanau NK 6/12 im Bereich oberhalb von 200 nm

Einkanalvervielfacher, dessen Empfindlichkeit bei Einfall von Licht mit einer Wellenlänge über 200 nm stark zurückgeht, so daß Vergleiche mit den Messungen am Spektralphotometer PMQ III nicht vorgenommen werden können.

Abbildung 3 ist zu entnehmen, daß neben der Hauptlinie bei λ_1 = 253,6 nm zwei weitere Nebenmaxima existieren, λ_2 = 184,9 nm und λ_3 = 165 nm, wobei das Verhältnis der Intensitäten $I(\lambda_2)/I(\lambda_3)$ = 20 beträgt. Beide Linien sind äußerst schmal, ihre 1/10 - Wertbreiten liegen unter 1 nm.

Die beiden Linien unterhalb von 200 nm können vollständig unterdrückt werden durch Filterung der Strahlung mit einem Filter BG 24 der Firma Schott. Dabei sinkt die Intensität der Hauptlinie bei λ_1 auf 76% (Filterdicke 2mm) bzw. 40% (Filterdicke 4mm) ab.

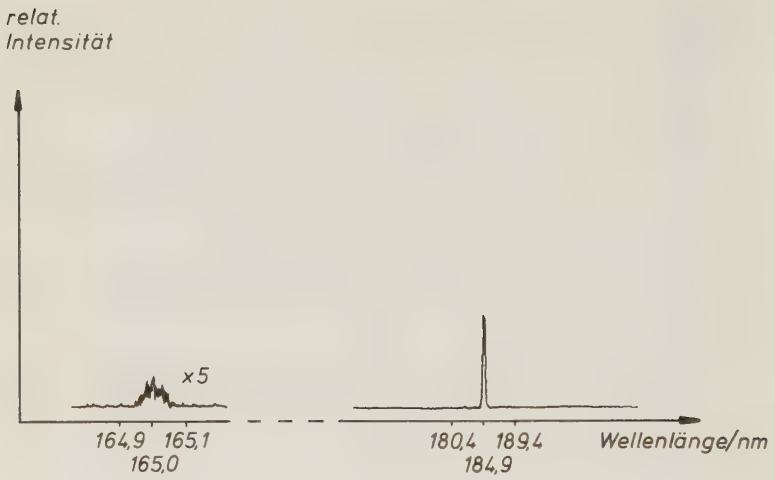


Abb.3: Spektralverteilung der Hg-Niederdrucklampe Heraeus-Hanau NK 6/12 im Bereich von 150 nm bis 200 nm

Wie in Abbildung 4 zu sehen ist, sind die Intensitäten der beiden Linien λ_1 und λ_2 temperaturabhängig. Für die Hauptlinie λ_1 ergibt sich ein Intensitätsmaximum bei T = 35 °C. Sowohl zu niederen wie auch zu höheren Temperaturen fällt die Intensität stark ab. Dagegen bleibt die Intensität der Linie λ_2 über weite Temperaturbereiche konstant. Dieses Verhalten konnte durch Messungen am Gitterspektrographen bestätigt werden. Nach etwa 5 Minuten Betriebsdauer konnte an der Glasoberfläche der Hg-Lampen eine Temperatur von 65 °C gemessen werden. Innerhalb dieser 5 Minuten stieg die Intensität stetig an und erreichte dort einen stabilen Endwert, der auch nach einer Betriebsdauer von 60 Minuten konstant blieb. Nach 60 Minu-

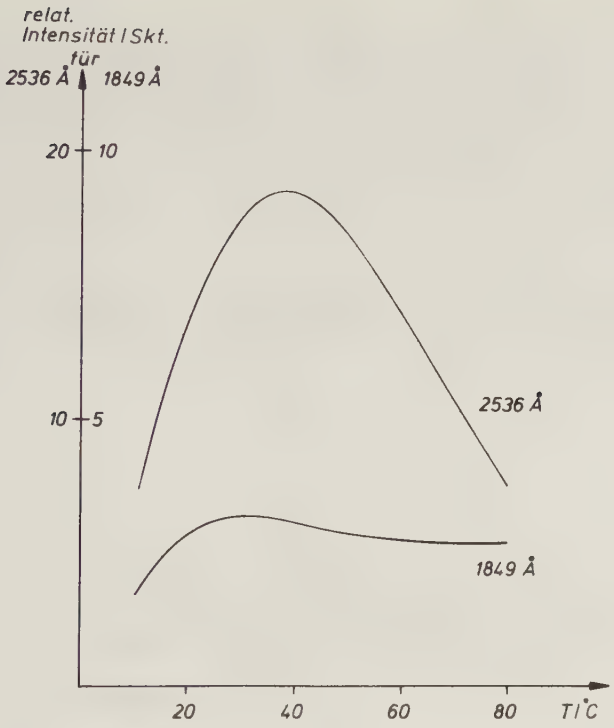


Abb.4: Temperaturabhängigkeit der Intensitäten der Spektrallinien λ_1 und λ_2 von Hg-Niederdrucklampen (10)

ten betrug die Temperatur der Lampenoberfläche ca. 85 °C. Die gefundene Abweichung zu Beginn der Messung rührt von der Einbrennphase der Lampe her, die eine gewisse Zeit benötigt, um konstante Intensitäten auszusenden.

Um einen stabilen und höchstmöglichen Photoemissionsstrom zu erhalten, ist es also notwendig, die Temperatur der Lampe während des Betriebes bei etwa 35 °C konstant zu halten.

2.2 Bildentstehung

Die Struktur, die auf den zu belichtenden Wafer abgebildet werden soll, wird mittels lichtoptischer Verfahren in einem für ultraviolettes Licht undurchlässiges Material auf einer Quarzplatte aufgebracht, und mit Hilfe des sogenannten Stripping-Verfahrens werden die Strukturen herausgearbeitet. Über diese Maske wird eine Photokathodenschicht aufgedampft. UV-Lampen beleuchten die Photokathode von hinten, und die strukturierte Maske wird in ein äquivalentes Elektronenbild umgewandelt. Die ausgelösten

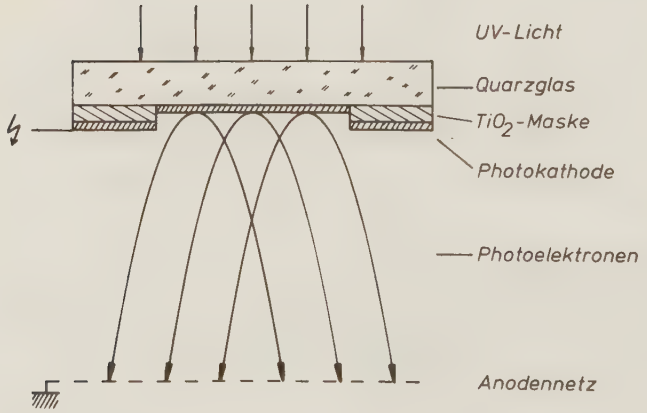


Abb.5: Elektronenstrahlerzeugung in der Photokathode

Photoelektronen durchlaufen ein in guter Näherung homogenes elektrisches Beschleunigungsfeld bis zum parallel

zur Kathode aufgespannten Anodennetz. Dabei bewegen sie sich auf Parabelbahnen (Abbildung 5). Die Achsenschnittpunkte der Bahntangenten an die Durchstoßpunkte in der Anodennetzebene liefern vom reellen Kathodenpunkt ein virtuelles Bild P' im Abstand D von der Anode (Abbildung 6).

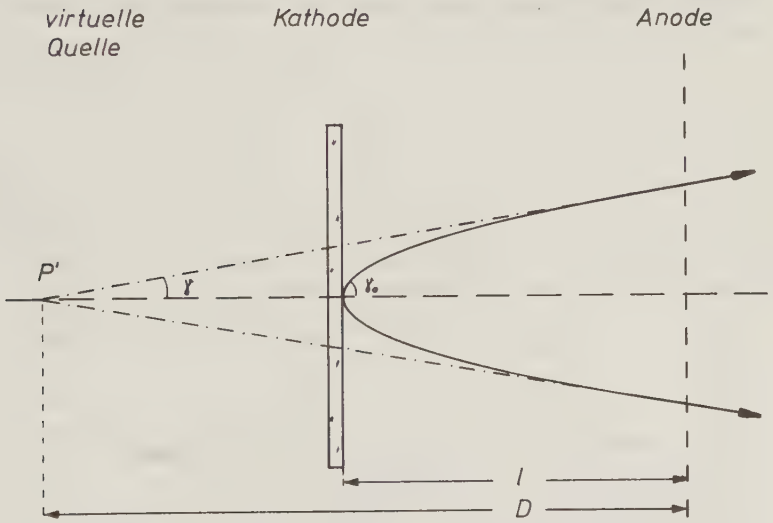


Abb.6: Virtuelle Quelle im homogenen elektrischen Beschleunigungsfeld

Läßt man alle Austrittswinkel ($0 \leq \gamma_0 \leq 90°$) zu, so scheinen die Elektronen aus einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel γ zu kommen, und man kann zeigen (11), daß die folgende Beziehung gilt:

$$\gamma = \arctan\sqrt{u/U}$$

wobei das Spannungsäquivalent der Anfangsenergie der Elektronen $\leq u$ ist und U die Beschleunigungsspannung, die zwischen Kathode und Anode liegt. Durch das Anodennetz kommt es hinter der Anode zu einer weiteren Verbreiterung des Elektronenbündels in Abhängigkeit von der Gitterkonstanten des Anodennetzes, da jede Netzmasche als Lochblende wirkt und ein virtuelles Bild des von der Kathode stammenden Elektronenstrahls vor der Kathode erzeugt. Dadurch verringert sich der Abstand D zwischen Anode und virtueller Quelle (9).

D/l (γ_0) \ u/U	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}
0°	1,939	1,956	1,980	1,986	1,994
15°	1,941	1,958	1,980	1,986	1,994
30°	1,947	1,962	1,983	1,988	1,995
45°	1,956	1,969	1,986	1,990	1,996
60°	1,967	1,978	1,990	1,993	1,997
75°	1,984	1,988	1,995	1,997	1,998
90°	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0

Tabelle 1: Verhältnis $\frac{\text{Abstand virtuelle Quelle-Anode}}{\text{Abstand reelle Quelle-Anode}}$ in Abhängigkeit von u/U und dem Austrittswinkel γ_0

Zur Messung des Aperturwinkels γ wird die Intensität einer Punktquelle hinter der Anode gemessen. Kennt man die genaue Lage der virtuellen Quelle, so läßt sich daraus der Aperturwinkel γ bestimmen. Der geometrische

Ort dieser virtuellen Quelle ist nach (11) für ein Elektronenbündel im elektrischen Beschleunigungsfeld, das nur zwischen der Kathode und der Anode existiert, wie folgt zu berechnen:

$$D = 2 \cdot l(\kappa + 1 - \sqrt{\kappa(\kappa + 1)}) \quad \text{mit } \kappa = \frac{u}{U} \cos^2 \gamma_0$$

Berechnet man D/l für verschiedene u/U und unterschiedliche Austrittswinkel γ_0, so erhält man die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte. Für u = 1 V und 10 kV Beschleunigungspannung folgt also

$$2 \leq D/l \leq 1{,}98$$

Bei den späteren Berechnungen des Aperturwinkels γ wurde deshalb für D der doppelte Abstand l zwischen Kathode und Anode zu Grunde gelegt, da der Meßfehler bei der Bestimmung von l in derselben Größenordnung wie die Abweichung des echten Wertes D/l von 2 lag.

2.3 Winkelverteilungsmessung von Photokathoden

Als erste Quellenstruktur zur Winkelverteilungsmessung diente eine Kreismaske auf der Photokathode mit einem Durchmesser von 3 mm. Die aus diesem Bereich stammenden Photoelektronen werden zu der 3 mm unterhalb der Kathode angebrachten Netzanode beschleunigt und mit Hilfe von Photoplatten registriert. Aus der Schwärzung der Randzone auf der Photoplatte und dem Abbildungsmaßstab kann man so auf den Öffnungswinkel der emittierten Elektronen schließen. Der große Abstand der Registrierebene von der Anode, der wegen eines genügend großen Abbildungsmaßstabes erforderlich ist, bedingt aber zu große Belichtungszeiten. Da nur der Rand des abgebildeten Quellenkreises die Information über den Austrittswinkel enthält,

sind so große Belichtungszeiten notwendig, daß das Kreisinnere der Elektronenquelle bereits Ringsäume verursacht, ein allgemein bekanntes Phänomen bei zu langen Belichtungszeiten.

Deshalb wurden im weiteren Verlauf der Messungen Strichquellen verwendet und die Registrierung elektrisch vorgenommen über einen Verschiebetisch, der unterhalb der Anode angebracht wurde.

Um die Emissionscharakteristik einer Elektronen-Punktquelle und nicht einer Flächenquelle als Überlagerung vieler Punktquellen zu vermessen, muß die bei der Aperturmessung als Maske dienende Struktur eine möglichst geringe Ausdehnung haben. Nach lichtoptischen Verfahren war es nur möglich, einzelne Strichmuster mit einer minimalen Breite von 20 µm herzustellen. Es wurde daher unter Zuhilfenahme eines sehr feinen Quarzfadens ein Spalt von < 0,5 µm Breite und 10 mm Länge als emittierendes Muster einer Photokathode präpariert.

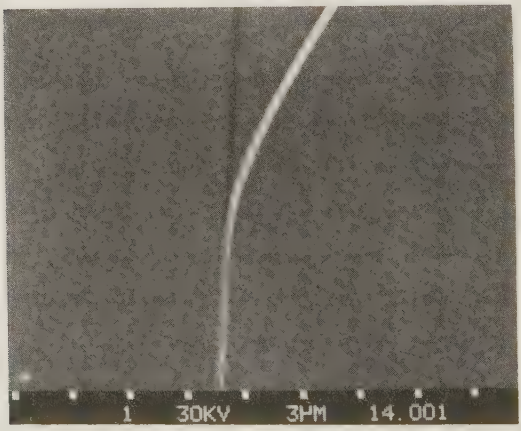


Abb.7: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Quellenspaltes

Abbildung 7 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Quellenspaltes mit einer Spaltweite von 350 nm und dem teilweise noch haftenden Quarzfaden.

2.3.1 Aufbau der Messanordnung

Das an anderer Stelle (9) beschriebene Strahlerzeugungssystem ist schematisch in Abbildung 8 dargestellt. Teil A zeigt skizzenhaft den Aufbau der Meßanordnung mit Photokathode, darunterliegender Netzanode und der verschiebbaren Registriereinheit, bestehend aus Faradaykäfig und Elektronenvervielfacher. Um einen Einfluß des Anodennetzes auf die Bahnen der Photoelektronen zu vermeiden, kann das Netz entfernt werden. Dann übernimmt der Faradaykäfig die Funktion der positiven Elektrode.

Teil B zeigt die Schnittzeichnung durch die Kathodenlinse. Eine isoliert (1) gelagerte (2) Photokathode (3) wird von 4 Quecksilber-Niederdrucklampen (4) der Fa. Heraeus-Hanau durch ein Eintrittsfenster (5) beleuchtet. Die Kathode selbst liegt auf negativer Hochspannung, erzeugt mit einer Zeiss 60 kV-Hochspannungskaskade. 3 mm unterhalb der Photokathode ist das Anodennetz (6) angebracht, dessen Halter (7) auf Erdpotential liegen. Unterhalb der Anode befindet sich ein Faradaykäfig (8) mit einer Blendenhalterung, in die eine Blende von 5 µm Durchmesser eben eingepaßt ist. Die Blendenhalterung hat einen Durchmesser von 90 mm. Entfernt man die Netzanode, so kann diese Blendenhalterung in die Anodenebene verschoben werden und übernimmt selbst die Aufgabe der Beschleunigungselektrode. Dadurch wird der Einfluß des Netzes auf die Winkelverteilung der Photoelektronen unterdrückt. Die geringe Emissionsfläche der Photokathode von etwa 1 mm^2 bringt eine sehr geringe Elektronenintensität mit sich. Die auftretenden Stromstärken können mittels Faradaykäfig

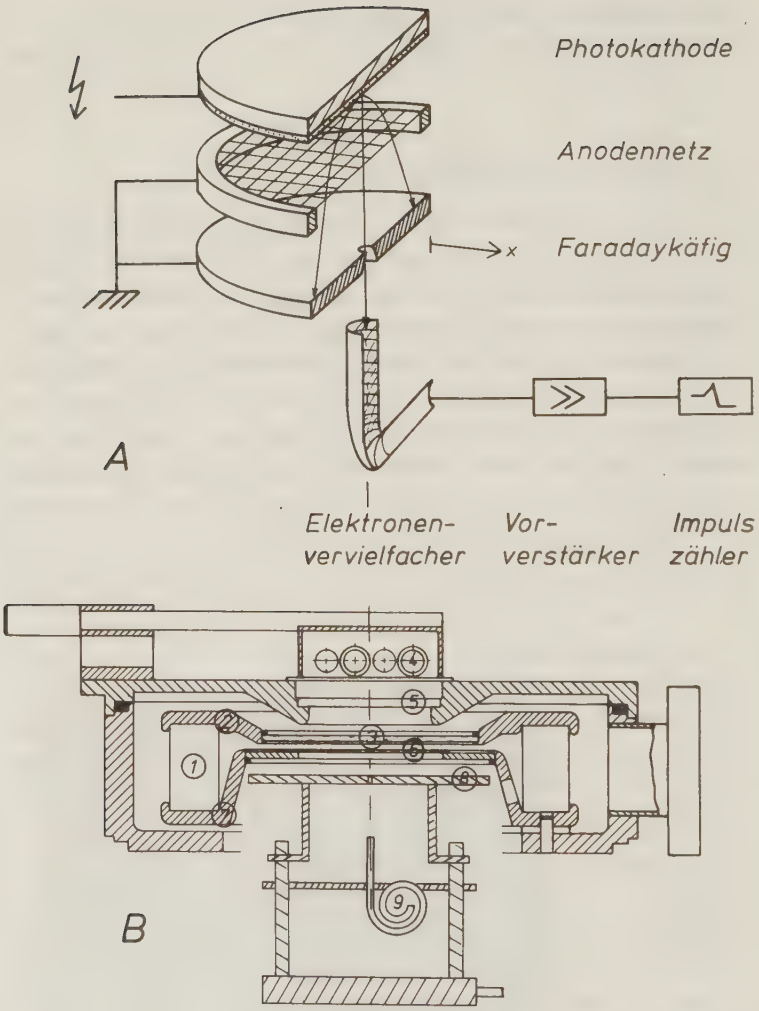


Abb.8: Teil A: Schematischer Aufbau der Meßanordnung
Teil B: Schnittzeichnung der Kathodenlinse mit Faradaykäfig und Elektronen-vervielfacher

und Picoamperemeter nicht mehr zuverlässig gemessen werden. Deshalb wurde in den Faradaykäfig hinein ein Elektronenvervielfacher B 410 BL 01 der Firma Valvo (9) zur Registrierung der Elektronen eingebaut. Er befindet sich maximal 80 mm von der Kathode entfernt und ist isoliert gehaltert. Der Faradaykäfig ist senkrecht zur optischen Achse in einer Richtung verschiebbar und geringfügig drehbar. Die Verschiebung senkrecht zum Spalt der Elektronenquelle kann mit einer Mikrometeruhr gemessen werden. Die Verschiebung von maximal 0,5 mm beeinflußt den Verlauf der elektrischen Feldlinien im Bereich um die optische Achse nicht. Die zu erwartende Öffnung des Elektronenbündels liegt in der Ebene des Faradaykäfigs bei $< \pm 200$ µm.

Die durch die Lochblende eintretenden Elektronen werden vom Elektronenvervielfacher verstärkt und über eine weitere Verstärkerstufe an einen Impulszähler weitergeleitet. Der Abstand Elektronenvervielfacher - Blende ist dabei so bemessen, daß alle durch die Blende eintretenden Elektronen vom Elektronenvervielfacher eingefangen werden. Der Elektronenvervielfacher arbeitet bei -3 kV an der Eingangsöffnung im Sättigungsgebiet und erlaubt dort Einzelelektronenzählung. Die anfallenden Impulsraten in der Größenordnung von 1000 s^{-1} können vom Elektronenvervielfacher gut bewältigt werden. Die Impulse werden über den selbstgebauten Vorverstärker einem Impulsmeßgerät M 7340 der Firma Beckman zugeführt und dort gespeichert. Der Nulleffekt lag bei den Messungen bei 1 Impuls in 10 s Meßzeit, was dem Nulleffekt des Bleioxidbelags des Elektronenvervielfacher von 0,1 Impulsen/s entspricht.

Abbildung 9 zeigt die technische Ausführung des Faradaykäfigs (links) und des isoliert gehalterten Elektronenvervielfachers (rechts).

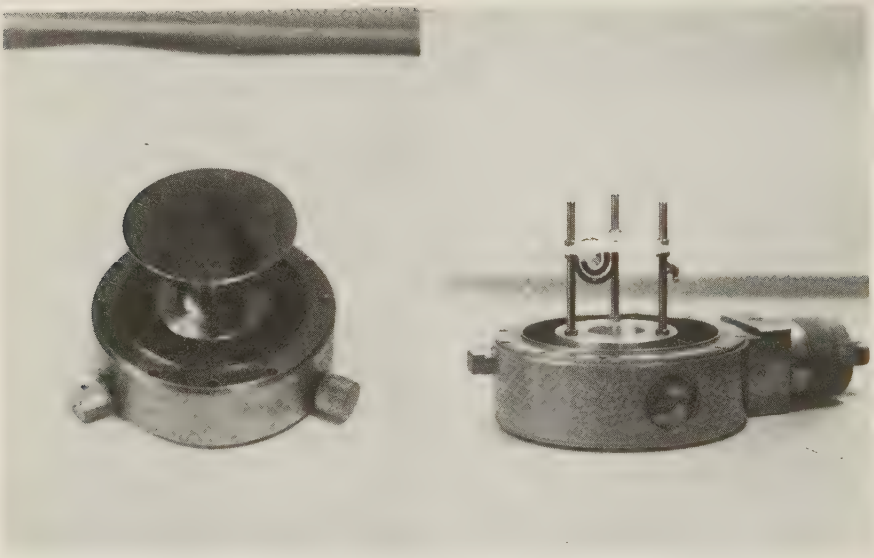


Abb.9: Faradaykäfig als Anodenteller (links) daruntersitzender Elektronenvervielfacher (rechts)

2.3.2 Aufbau der verwendeten Photokathoden

Es wurde die Winkelverteilung von drei unterschiedlichen Kathoden gemessen.

Um einen feinen Quellenspalt als Mustermaske zu erhalten, befestigt man einen in einem Wasserstoffbrenner gezogenen Quarzfaden von etwa 1 cm Länge und 0,5 µm Durchmesser auf den Quarzträger. In einer Hochvakuumanlage BA 500 der Firma Balzers wird der Quarzträger mit einer etwa 700 Å dicken Titanschicht bedampft. Danach reißt man den Quarzfaden mit der darüberliegenden Titanschicht

ab und erhält so einen schmalen Spalt mit sauberen Kanten (Abbildung 7). In einem Heizofen wird bei 550 °C das Titan zu Titandioxid oxidiert. Es ist UV-Licht - undurchlässig und sehr beständig gegenüber chemischen und mechanischen Einwirkungen.

In Abbildung 10 ist im oberen Teil die metallische Photokathode dargestellt. Dabei wird das Photoelektronen emittierende Metall direkt auf die TiO_2-Maske aufgedampft.

Darunter ist ein Querschnitt durch eine MIM-Kathode (Metall - Isolator - Metall) zu sehen. Über die normal maskierte Photokathode wird eine 100 Å bis 200 Å dicke Isolationsschicht und darüber eine zweite Metallschicht aufgedampft.

Im unteren Teil schließlich ist der Aufbau einer Cäsiumjodid-Kathode gezeigt, der sich darin unterscheidet, daß unter der eigentlichen Photokathode aus CsJ eine elektrisch leitende Metallschicht liegt. CsJ selbst ist ein Isolator. Durch Anlegen der Kathodenspannung an diese elektrisch leitende Schicht kann die CsJ-Kathode auf ein definiertes elektrisches Potential gebracht werden.

Bei allen drei Typen beruht die Bildentstehung auf demselben Prinzip. Die von der Rückseite mit UV-Licht bestrahlten Quarzträger sind an den Stellen undurchlässig für die UV-Strahlung, an denen sich TiO_2 befindet. Nur in dem Bereich des Quellenspaltes, wo das Titan abgelöst wurde, dringen diese Strahlen zur jeweiligen Photokathode vor und können dort Elektronen auslösen.

Als Träger für die Aufdampfmaterialien kommen Aufdampfschiffchen aus Wolfram zur Verwendung, aber auch Molybdän. Die Isolationsschicht bei der MIM-Kathode wird direkt mit der Elektronenstrahlquelle aufgebracht. Ein Einfluß der Aufdampfschiffchen auf die Zusammensetzung

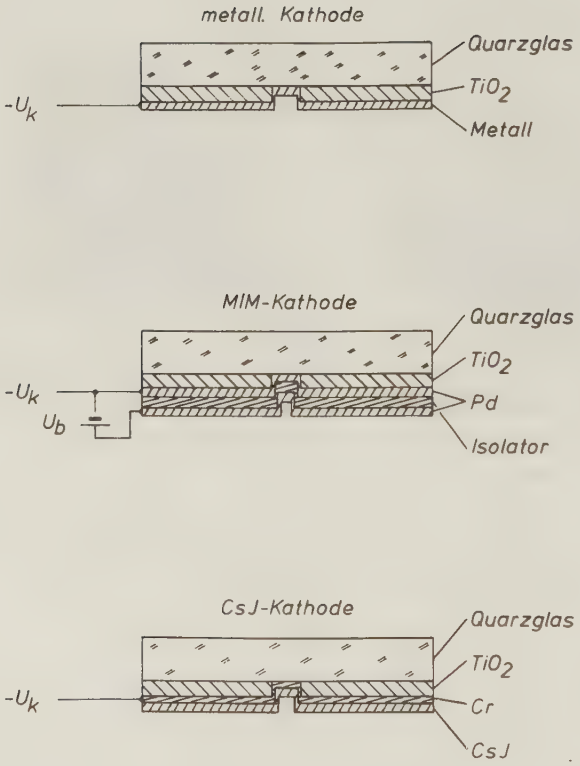


Abb.10: Schematischer Aufbau der untersuchten Photokathoden - Typen

der Photokathode durch zusätzlichen Einbau von Wolfram in die Kathodenschicht kann ausgeschlossen werden. Unterschiedliche Vorbehandlung der Schiffchen, wie direkte Benutzung, Ausheizung, mehrmaliger Einsatz bei Aufdampfprozessen hinterließ keinen Einfluß auf den Verlauf der Stromdichteverteilungen der Photokathoden.

Desweiteren wurde eine Palladium-Schicht aus einem bereits mehrfach benutzten Aufdampfschiffchen aus Wolfram hergestellt und in einer SIMS - Anlage (Sekundärionenmassenspektrometer) auf ihre Zusammensetzung hin untersucht (Abbildung 11). In einem Massenbereich von 0 amu bis 400 amu konnte kein Wolfram nachgewiesen werden.

Die Untersuchung einer Pd-Schicht in einem ESCA - System (Electron spectroscopy for chemical analysis), das eine chemische Bindung von Palladium nachweisen könnte, erbrachte dasselbe Ergebnis.

In dem im oberen Teil der Abbildung 11 wiedergegebenen ESCA-Spektrum erscheinen die verschiedenen Peaks der Pd-Anregung M_1, ... M_5, sowie der Augerpeak von Sauerstoff und der Kohlenstoffpeak. Der Peak bei einer kinetischen Energie der Elektronen von 995 eV kann nicht eindeutig einem Element zugeordnet werden. Mit Sicherheit auszuschließen ist jedoch Wolfram, dessen Hauptpeak bei 1008,2 eV liegt, mit weiteren bei 1217,8 eV, 994,8 eV und 828,3 eV.

Im darunterliegenden SIMS-Spektrum sind alle Peaks auf Pd und SiO_2, das als Substrat diente, zurückzuführen. Die Signale bei 180 amu bis 186 amu bzw. 196 amu bis 202 amu liegen zwar in einem Bereich, wo auch Wolfram zu finden ist, aber die typische Form eines Wolframpeaks mit den Hauptpeaks bei 182, 184 und 186 amu ist nicht zu erkennen. Vergleicht man die beiden Oxidpeaks im Spektrum und geht davon aus, daß sie nur vom SiO_2-Substrat herrühren, so wäre das Wolframoxid überproportional gegenüber

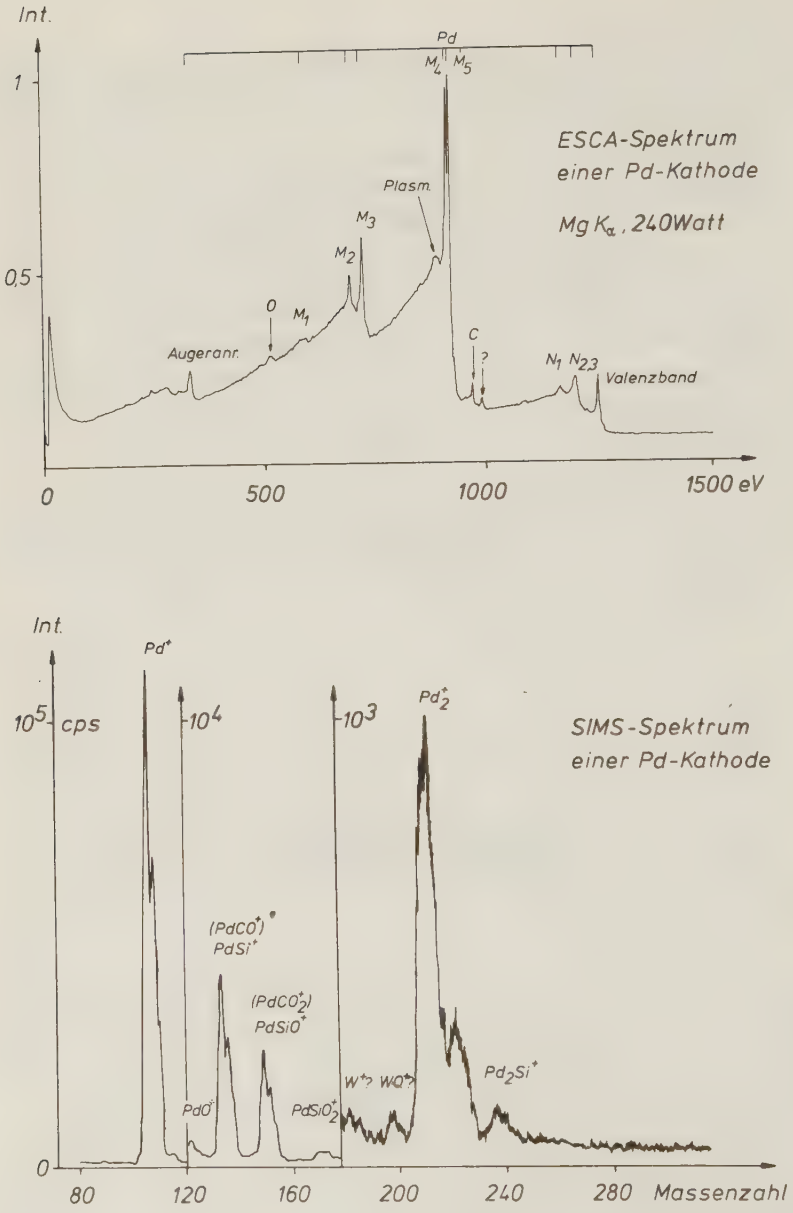


Abb.11: ESCA- und SIMS-Spektrum einer Pd-Kathode

Palladiumoxid vertreten.

Ein erkennbarer Einfluß des Restgases in der verwendeten Aufdampfanlage konnte ebenfalls nicht nachgewiesen werden. Photokathoden wurden in verschiedenen Aufdampfanlagen bei Restdrücken von 10^{-4}Pa bis 10^{-6}Pa präpariert. Im Rahmen der verfügbaren Hochvakuumanlagen waren keine Unterschiede bei der Stromdichteverteilung aus Pd-Photokathoden festzustellen.

2.3.3 Bestimmung der Kathodenschichtdicken

Zur Bestimmung der Schichtdicken während des Aufdampfprozesses diente ein Schwingquarz. Die zugehörige Durchlässigkeit der Pd-Kathode für UV-Licht der Wellenlänge λ_1 = 253,6 nm wurde experimentell in einem Doppelmonochromator MM 12 der Fa. Zeiss ermittelt. Dabei ergab sich folgender Zusammenhang:

$$I = I_o \cdot k_{Qu} \cdot \exp\{-8{,}6 \cdot 10^{-3} \cdot d\}$$

mit

I : durchgelassene Intensität
I_o : einfallende Intensität
k_{Qu}: Schwächungskoeffizient des Quarzträgers (= 0,9)
d : Dicke der Palladiumschicht in Ångström

Um die Richtigkeit dieser Abhängigkeit zu bestätigen, wurden Pd-Schichten mit Schichtdicken bis über 1000 Å in einem Tolansky-Interferenzlichtmikroskop vermessen. Dabei konnte die obige Abhängigkeit und somit die Schwingquarzmessung bestätigt werden. Stichprobenartig wurde die Photokathodendicke immer wieder nach dem obigen Verfahren überprüft und gute Übereinstimmung erzielt, so daß bei den anderen Materialien - insbesondere bei CsJ, das im sichtbaren Bereich lichtdurchlässig ist, lediglich die

Schwingquarzmessung zur Bestimmung der Schichtdicken herangezogen wurde.

Abbildung 12 zeigt den Zusammenhang zwischen der Schichtdickenmessung mit dem Schwingquarz und der Transmissionsmessung des Doppelmonochromators bei einer Wellenlänge λ_1 = 253,6 nm. Bei der Schichtdicke d = 0 Å erhält man für den Abschwächungskoeffizienten k_{Qu} = 0,9.

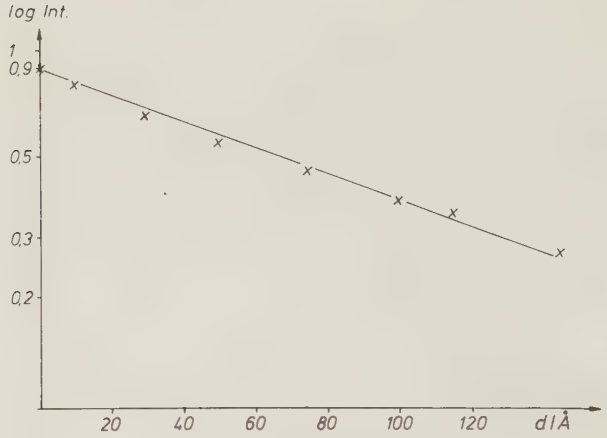


Abb.12: Lichtdurchlässigkeit des Quarzträgers bei λ_1 = 253,6 nm als Funktion der Schichtdicke d der Pd-Photokathode

2.3.4 Palladium als Kathodenmaterial

In Abbildung 13 ist der typische Verlauf einer Stromdichteverteilung in der Meßebene gezeigt, aufgenommen bei 15 kV Beschleunigungsspannung. Dabei ist die maximale Intensität auf 1 normiert worden. Die Kurve

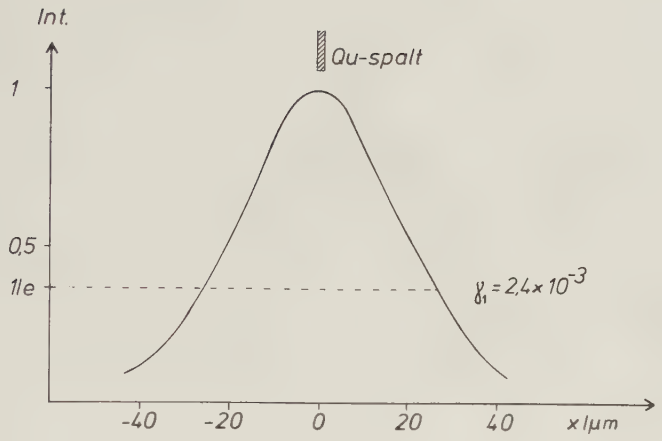


Abb.13: Stromdichteverteilung einer Pd-Photokathode bei 15 kV Beschleunigungsspannung

fällt um die Mitte des Quellenspaltes wie erwartet symmetrisch ab. Bei Absinken der Intensität auf 1/e erhält man hier z.B. einen zugehörigen Aperturwinkel von $2{,}4 \cdot 10^{-3}$rad.

Abbildung 14 zeigt Stromdichteverteilungen einer Kathode bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen. Man erkennt gut die nach der Abschätzung (11) $\tan\gamma = \sqrt{u/U}$ erwartete Verschmälerung der Stromdichteverteilungen mit zunehmender Beschleunigungsspannung. Die zugehörigen Aperturen variieren dabei von $\gamma = 3 \cdot 10^{-3}$rad bei 5 kV bis $\gamma = 1{,}7 \cdot 10^{-3}$rad bei 25 kV.

Es erstaunt, daß bei einer so schmalbandigen Elektronenauslösung die gemessenen Aperturen deutlich größer sind als die theoretisch möglichen. Dafür gibt es zwei Deutungen:

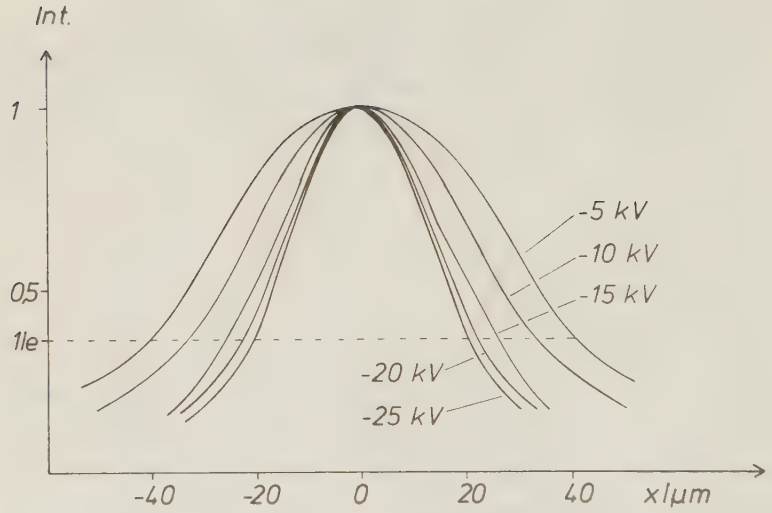


Abb.14: Stromdichteverteilung in der Anodenebene bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen (Pd-Kathode)

1) Die auslösende Wellenlänge ist um einen entsprechenden Betrag gegen die Austrittsarbeit der Kathode verschoben.
2) Der Durchgriff des elektrischen Feldes (einige 10^4 V/cm) in die dünne Schicht des Photokathodenmaterials bewirkt eine Herabsetzung der Austrittsarbeit durch die Schottky-Erniedrigung (vgl. Abbildung 15), infolge derer Elektronen aus tieferen Energieniveaus noch ausgelöst werden können. Dies führt zu einer Verbreiterung der Energieverteilung und damit der Apertur.

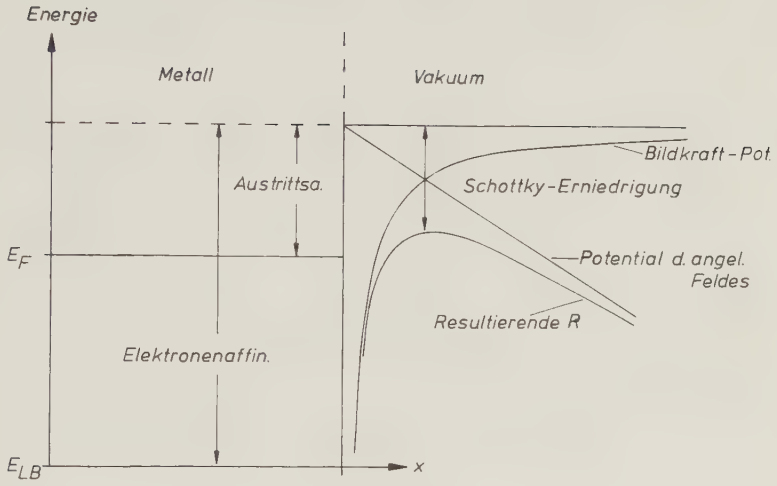


Abb.15: Energieschema bei Anlegen eines elektrischen Feldes

Die Änderung der Austrittsarbeit durch ein äußeres elektrisches Feld läßt sich berechnen aus:

$$R = \chi - q \cdot F \cdot x - q^2/(4x)$$

Dabei sind

R : resultierendes Potential
χ : Elektronenaffinität
q : elektrische Ladung
F : elektrische Feldstärke
x : Ortskoordinate

Für das Maximum der Resultierenden R gilt dR/dx = 0, und man erhält als Änderung der Austrittsarbeit:

$$\Delta\Phi = -(q^3 \cdot F)^{1/2}$$

Bei Betriebsspannungen zwischen 5kV und 35 kV ergeben sich mit dem entsprechenden Abstand Kathode - Anode Feldstärken zwischen 10^4V/cm und $5 \cdot 10^4$V/cm und daraus folgend Austrittsarbeitserniedrigungen zwischen 0,04 eV (5 kV) und 0,085 eV (35 kV). Dadurch könnte man erklären, daß bei höheren Beschleunigungsspannungen auch höhere Absolutwerte der Stromdichte gemessen werden, das heißt es werden mehr Elektronen niedrigerer Eigenenergie ausgelöst. Diese feldverstärkte Photoemission ist vor allem an Wolfram beobachtet und untersucht worden (12,13,14).

Abbildung 16 zeigt für eine Beschleunigungsspannung von 10 kV den Verlauf der Apertur der Photoelektronen in Abhängigkeit von der Dicke der aufgedampften Schicht. Es ist ein stetiger Anstieg der Apertur mit der Schichtdicke zu beobachten, die bei etwa 90 Å ein Maximum durchläuft. Wird die Schichtdicke noch größer, ist eine deutliche Verringerung der Apertur festzustellen bis zu einer Schichtdicke von 115 Å; dort besitzt die Apertur einen Wert von $\gamma = 3{,}4 \cdot 10^{-3}$rad, was bei 40 kV einer Apertur von $1{,}75 \cdot 10^{-3}$rad entspricht.

Zwar lassen sich bei Schichtdicken von 50 Å und darunter noch geringere Aperturwinkel erreichen, aber bei diesen Schichtdicken streuen die Meßergebnisse stark, vor allem im Hinblick auf die maximale Stromdichte. Bei sehr geringen Schichtdicken ist nicht gewährleistet, daß sich auf dem Quarzträger eine zusammenhängende Metallschicht

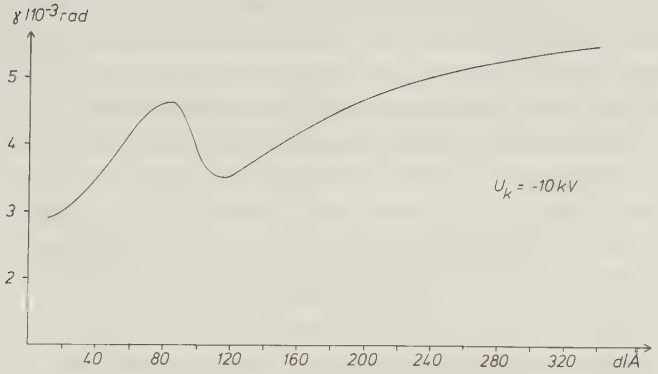


Abb.16: Verlauf der Apertur der Photoelektronen-Emission in Abhängigkeit von der Kathodenschichtdicke

ausbildet, der Flächenwiderstand nimmt stark zu. Daher ist zu empfehlen, für den Einsatz im Maskierungsprojektor Kathoden mit Pd-Schichtdicken von 110 Å bis 120 Å herzustellen. Eine Erklärung für ein solches ausgeprägtes Minimum bei dieser Schichtdicke kann bisher nicht gegeben werden.

Bei größeren Schichtdicken steigt der Öffnungswinkel wieder an bis zu $5{,}5 \cdot 10^{-3}$ rad bei 340 Å. Gleichzeitig nimmt die Maximalintensität stark ab.

Wie der Abbildung 12 zu entnehmen ist, ist die Intensität des UV-Lichts, das die Pd-Photokathode durchdringt, bei einer Schichtdicke von 30 Å um den Faktor 2 größer im Vergleich zu einer Schichtdicke von 110 Å. Um Reflexionen dieser UV-Strahlen auf ein Minimum zu reduzieren, ist es günstiger, zu großen Schichtdicken überzugehen. Auf diese Weise vermeidet man, daß reflektierte

Strahlen von der Anode auf die Kathode auftreffen und dort erneut Photoelektronen auslösen.

Wie bereits weiter oben erwähnt, besitzt die Hg-Niederdrucklampe Hanau NK 6/12 neben der Hauptlinie λ_1 = 253,6nm zwei weitere Spektrallinien unterhalb 200 nm. Diese beiden Linien haben aber keinen Einfluß auf den Öffnungswinkel der Stromdichteverteilungen bei Pd-Photokathoden. Dies konnte mit einem UV-Filter BG 24 der Fa. Schott bestätigt werden. Die Aperturmessungen mit und ohne Filter ergaben keinen Unterschied.

Wegen der vorsorglichen Lagerbevorratung von strukturierten Kathoden werden die Photokathoden bei einem industriellen Einsatz im Routinebetrieb vermehrt dem Luftsauerstoff ausgesetzt. Aus diesem Grund wurde auch der Einfluß des Luftsauerstoffes auf die Pd-Schicht untersucht. Der Einfluß der Winkelverteilung aus einer Punktquelle konnte unterdrückt werden durch Weglassen der untersten Schicht (TiO_2) auf dem Quarzträger. Die so präparierte Flächen-Photokathode emittiert die Elektronen gleichmäßig aus einer großen Oberfläche. Auch hier wurde ein schmales Bündel mit einer 5 µm-Blende eingefangen und der Registriereinheit zugeleitet. Intensitätsmessungen direkt nach der Präparation der Photokathoden ergaben für Schichten zwischen 30 Å und 140 Å dieselben Ergebnisse, für Schichtdicken unter 30 Å erreichte die Stromdichte nur den halben Wert. Dies ist zurückzuführen auf den immer größer werdenden Flächenwiderstand bei solch geringen Schichtdicken. Auch nach der Lagerung an Luft für die Dauer von mehreren Stunden nach der Präparation der Photokathoden waren keine Unterschiede bei den Stromdichten feststellbar. Allerdings erreichten die Absolutwerte nur noch 50% der Werte von Kathoden, die direkt nach der Präparation in den Versuchsrezipienten eingeschleust wurden.

Das Absinken der Stromdichte der an Luft gelagerten Pd-Photokathoden liegt an der hohen Löslichkeit von Sauerstoff in Palladium, was zu einer Zerstörung der Photokathode führt. Nach einigen Betriebsstunden konnten sich diese Kathoden geringfügig erholen, ein Anstieg der Intensität bis zu 15% konnte beobachtet werden.

2.3.5 Nickel, Kohlenstoff, Gold und Gold-Palladium als Kathodenmaterial

Als weitere Elemente, deren Austrittsarbeit in der Nähe der Energie der ausgesandten Strahlung der NK 6/12 liegt, kommen auch Nickel, Kohlenstoff, Gold und Gold-Palladium in Betracht.

Nickel, dessen Austrittsarbeit bei 5 eV liegt, ist als Photokathodenmaterial ungeeignet, weil mit ihm zu geringe Stromdichten erreicht werden und diese Photokathode einem sehr raschen Alterungsprozeß unterworfen ist, was zu übermäßiger Verlängerung der Belichtungszeiten führt.

Die Untersuchung einer 190 Å dicken Kohlenstoff-Photokathode, hergestellt mit Hilfe einer Bogenentladung, ergab bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV bereits einen Öffnungswinkel von $\gamma = 9{,}1 \cdot 10^{-3}$rad. Ab 15 kV ließ die Spannungsfestigkeit der Kathode nach, so daß keine Messungen bei höheren Beschleunigungsspannungen möglich waren.

Bei Gold lagen die untersuchten Schichtdicken zwischen 70 Å und 200 Å. Die sich ergebenden Werte für den Öffnungswinkel bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV betragen $4{,}4 \cdot 10^{-3}$rad bei 70 Å bis zu $5{,}7 \cdot 10^{-3}$rad bei 200 Å (siehe Abbildung 17). Geringere Schichtdicken

als 70 Å sind nicht als Photokathode zu verwenden, weil sich dabei keine leitende Au-Schicht bildet, sondern nur einzelne Au-Inseln entstehen.

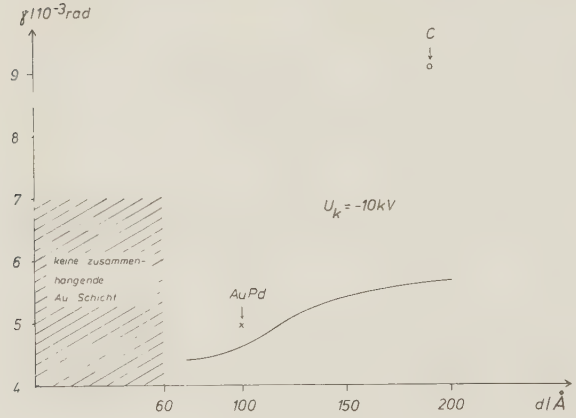


Abb.17: Abhängigkeit der Apertur der Photoelektronen-Emission von der Schichtdicke einer Au-Photokathode

Als Nebeneffekt ist festgestellt worden, daß bei großflächiger Au-Bedampfung über den gesamten Quarzträger mit einem Durchmesser von 90 mm vom Strahlerzeugungssystem nur Spannungen bis 10 kV gehalten werden können. Deckt man während der Au-Bedampfung den Quarzträger bis auf ein schmales Gebiet um den Quellenspalt ab, können Spannungen bis zu 35 kV gehalten werden. Apertur und maximale Stromdichte erreichen nicht die Werte von Pd.

Dasselbe gilt auch für AuPd, das zwar gute Spannungsfestigkeit bis 30 kV zeigt, aber eine noch geringere Stromdichte als Au besitzt. Der Öffnungswinkel einer 100 Å dicken AuPd-Schicht beträgt bei 10 kV Betriebsspannung $5 \cdot 10^{-3}$ rad.

2.3.6 Die Metall - Isolator - Metall - Kathode

Als weiterer Kathodentyp wurde die in Abbildung 10 vorgestellte MIM-Kathode (Metall-Isolator-Metall) untersucht.

Zwischen den beiden Metallschichten wird eine Zusatzspannung U von einigen Volt angelegt, so daß sich das in Abbildung 18 wiedergegebene Energieschema ergibt. Die in der ersten Metallschicht ausgelösten Photoelektronen dringen ins Dielektrikum ein. Es wird angenommen (15), daß die Elektronen dort von Haftschalen eingefangen werden und durch das elektrische Feld wieder befreit und beschleunigt werden. Dadurch verlieren sie einen Teil ihrer kinetischen Energie $e \cdot u$ und man erhält ein ausgeprägtes Maximum der Winkelverteilung in Richtung des elektrischen Feldes. Ein Teil der Elektronen, die das Dielektrikum durchdringen, werden von der oberen Metallschicht 2 absorbiert ($e \cdot u < \chi_2$), der andere Teil besitzt genügend Energie, um ins Vakuum emittiert zu werden. Zusätzlich werden in der Metallschicht 2 durch die bis dorthin eindringende UV-Strahlung weitere Photoelektronen ausgelöst, die sich den Photoelektronen aus Schicht 1 überlagern.

Gegen den Einsatz dieser Photokathode sprechen jedoch bereits präparative Schwierigkeiten. Häufig verursachen Pinholes im nur wenige 100 Å dicken Isolator einen Kurzschluß zwischen oberer und unterer Metallschicht.

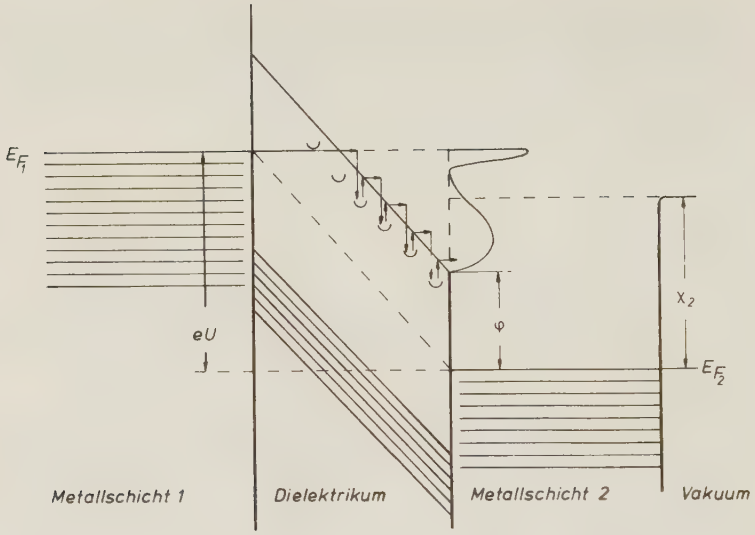


Abb.18: Energieschema einer MIM-Kathode (15)

Während üblicherweise MIM-Kathoden auf wenige mm^2 Fläche präpariert werden, wobei die erste Metallschicht gleichzeitig Träger ist, muß im vorliegenden Fall die sogenannte "heiße Zone" der MIM-Kathode einige cm^2 betragen, und beide Metallschichten und der Isolator müssen aufgedampft werden.

Für die zwischen den beiden Metallschichten benötigte Zusatzspannung muß eine zweite Spannungszuführung an der Kathode angebracht werden, die jedoch nicht in den Raum zwischen Photokathode und Anode hineinragen darf, da dort das homogene elektrische Feld gestört würde.

Bei verschiedenen Zusatzspannungen wurden keine meßbaren Unterschiede der Winkelverteilungen der emittierten Elektronen festgestellt. Der erhoffte Effekt, daß die Elektronen bereits in der Kathode zum Feld gerichtet würden, war nicht zu beobachten. Die Stromverteilungskurven waren nur dann schmäler, wenn über der ersten Metallschicht allein der Isolator ohne zweite Metallschicht lag. Dies ging allerdings auf Kosten der Intensität. Die komplette MIM-Kathode selbst besitzt bei Kurzschlußschaltung der beiden Metallschichten eine breitere Winkelverteilung der emittierten Elektronen als die erste Schicht allein.

2.3.7 Cäsiumjodid als Kathodenmaterial

Schließlich wurde noch Cäsiumjodid auf seine Verwendung als Photokathode hin untersucht.

Die photoelektrische Emission von CsJ erfolgt durch zwei Mechanismen (16):

1) Für Lichtstrahlen mit einer Energie unter 6 eV ist die Elektronenausbeute gering und variiert stark von Probe zu Probe. Die Photoelektronenemission stammt von Verunreinigungen in der CsJ-Schicht, die während des Aufdampfprozesses in die Schicht eingebaut werden.
2) Für Strahlung mit einer Energie über 6 eV steigt die Stromdichte abrupt an zu wesentlich höheren Werten reproduzierbar für alle Proben. Dieser Effekt rührt von der Emission von der Oberkante des Valenzbandes her, das bei 6 eV unter dem Vakuumpotential liegt.

Für die letztere Emission kann die 1849 Å - Linie der Hg-Lampe NK 6/12 verwendet werden, die einer Energie von 6,7 eV entspricht.

Da CsJ ein Isolator ist, muß unter die CsJ-Schicht eine leitende Metallschicht präpariert werden. Dies kann mit Hilfe einer Metallmaske, wie z.B.Chrommaske geschehen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß bei groben Strukturen keine leitende Schicht an die Photoelektronen emittierende CsJ-Schicht heranreicht. Deshalb sind für diese Untersuchungen wiederum TiO_2-Masken verwendet worden, die wesentlich unempfindlicher gegenüber mechanischen Einwirkungen sind als Chrommasken. Als leitende Schicht dient eine etwa 50 Å dicke Chromschicht, über der die CsJ-Photokathode liegt (vgl. Abbildung 10). Die in der Chromschicht ausgelösten Photoelektronen tragen nur einen sehr geringen Anteil zur Gesamtintensität bei und verfälschen das Meßergebnis nicht.

CsJ ist leicht zu präparieren, es sublimiert bei Normaldruck bei ca. 600 °C und läßt sich mit Wasser wieder ablösen. Es ist allerdings sehr stark hygroskopisch. Bei einer Luftfeuchtigkeit von 50% wird die Kathode zerstört.

Abbildung 19 zeigt verschiedene Stromdichteverteilungen einer 20 Å dicken CsJ-Kathode. Die Beschleunigungsspannungen betragen zwischen 5 kV und 25 kV. Gegenüber den Pd-Kathoden ergibt sich bei diesen dünnen Filmen kein Unterschied im Öffnungswinkel, wenn man den unterschiedlichen Abstand Kathode - Anode berücksichtigt gegenüber der Meßanordnung bei den Pd-Kathoden.

Die Dicke der Schichten ist zwischen 10 Å und 500 Å variiert und die sich ergebende Stromdichteverteilung mit demselben Meßaufbau (Abbildung 8) gemessen worden.

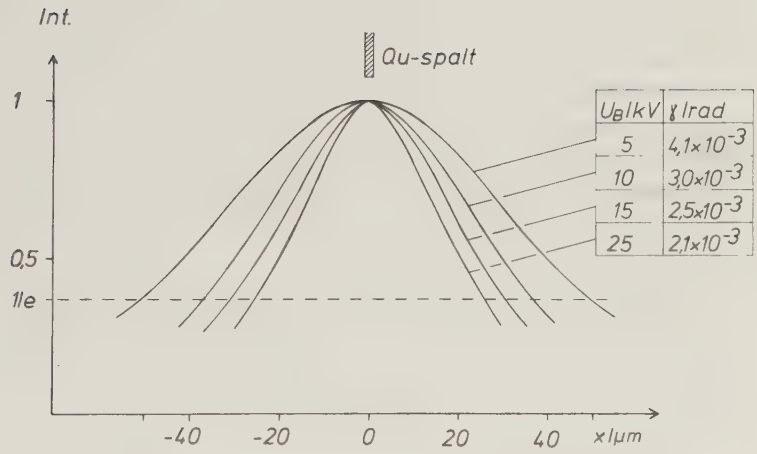


Abb.19: Stromdichteverteilung in der Anodenebene bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen (CsJ-Kathode)

Dabei ergaben sich die in Abbildung 20 gezeigten Resultate: Im Bereich zwischen 10 Å und 40 Å liegen die Aperturen bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV bei $\gamma = 2{,}7 \cdot 10^{-3}$rad. Ab 40 Å bis 80 Å steigt der Wert an bis auf $\gamma = 4 \cdot 10^{-3}$rad und fällt schließlich wieder allmählich ab und erreicht bei 200 Å Schichtdicke ein relatives Minimum von $\gamma = 3 \cdot 10^{-3}$rad. Bei Schichtdicken bis 500 Å ist ein erneuter geringer Anstieg der Apertur zu beobachten.

Vergleicht man den Kurvenverlauf mit den Messungen von Pd als Kathodenmaterial, so zeigen sich einige Übereinstimmungen. Beide weisen bei extrem dünnen Schichten die kleinsten Aperturen auf, durchlaufen bei Schicht-

dicken unter 100 Å ein Maximum und fallen dann erneut ab. Während jedoch bei Pd der Öffnungswinkel nach einem relativen Minimum von $\gamma = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$rad bei 115 Å auf Werte über $5 \cdot 10^{-3}$rad ansteigt, bleibt bei CsJ als Photokathode ein Wert von $\gamma = 3 \cdot 10^{-3}$rad über große Schichtdickenbereiche erhalten. Mit CsJ lassen sich also bei 40 kV Beschleunigungsspannung Aperturen von $1{,}5 \cdot 10^{-3}$rad erreichen bei Schichtdicken zwischen 200 Å und 500 Å. Dagegen erhält man für Pd in einem schmalen Bereich um 115 Å herum einen Öffnungswinkel von $1{,}75 \cdot 10^{-3}$rad bei 40 kV Beschleunigungsspannung. CsJ scheint deshalb als Photokathode geeigneter zu sein als Pd, da der kleinere Öffnungswinkel die Auflösung kleinerer Strukturen zuläßt.

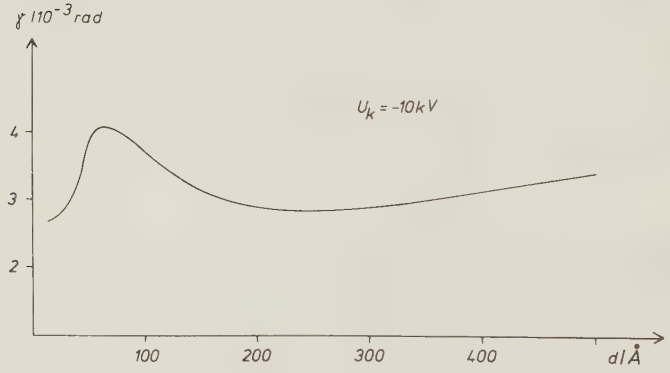


Abb.20: Verlauf der Apertur der Photoelektronen-Emission in Abhängigkeit von der Kathodenschichtdicke

Gegen die routinemäßige Verwendung von CsJ als Photokathode in einem Maskierungsprojektor spricht jedoch seine Empfindlichkeit gegenüber Luftfeuchtigkeit und Fetten.

Wird eine CsJ-Kathode über eine Wasseroberfläche gehalten, so bewirkt das hygroskopische Verhalten von CsJ eine Wasseraufnahme und die damit verbundene Zerstörung der Photokathode. Dies zeigt sich bei der Messung der Stromdichteverteilung, wo die Stromdichte nur den halben Wert der ursprünglichen Intensität erreicht und der Öffnungswinkel sich um den Faktor 1,25 vergrößert.

Auch Fettspuren jeglicher Art zerstören die CsJ-Kathode. Da der Versuchsrezipient mit einer Öldiffusionspumpe evakuiert wird, lassen sich Ölreste im Rezipienten nicht vermeiden. Dies äußert sich in einer starken Abnahme der Stromdichte bei CsJ-Schichten innerhalb kurzer Betriebszeit. Zwei Beispiele dafür sind in Abbildung 21 zu sehen.

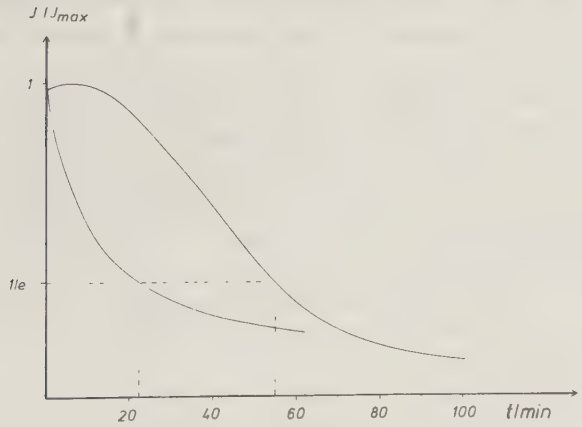


Abb.21: Abhängigkeit der Stromdichte von der Betriebsdauer an zwei Beispielen

In der Abbildung ist als Ordinate die momentane Maximalstromdichte bezogen auf die im gesamten Zeitintervall aufgetretene größte Maximalstromdichte aufgetragen. An diesen beiden Beispielen zeigt sich ein krasser Unterschied beim Alterungsprozeß als Funktion der Betriebszeit. Dies ist zurückzuführen auf die nicht definiert einzuhaltenden Versuchsbedingungen im Rezipienten bezüglich der Zusammensetzung der Restgasatmosphäre, die die Photokathode in unterschiedlichen Zeiten zerstört. Es konnte sogar ein Intensitätsverlust von über 80% innerhalb von 60 Minuten beobachtet werden.

Aus obigen Messungen ist zu schließen, daß beim praktischen Einsatz von CsJ-Kathoden in einem Maskierungsprojektor auf äußerst saubere Restgasatmosphäre im Rezipienten geachtet werden muß. Auch Dämpfe vom PMMA-Lack auf dem Wafer dürfen nicht die Kathode erreichen, sondern müssen abgefangen werden.

Wie schon bei Pd zeigt sich bei der Messung der maximalen Stromdichte in Abhängigkeit von der angelegten Beschleunigungsspannung eine Änderung der Photoelektronenemission. Abbildung 22 zeigt diese Abhängigkeit bei Veränderung der Beschleunigungsspannung zwischen 3,8 kV und 30 kV, dabei beträgt die Zeitspanne zwischen zwei Meßpunkten 30 s. Auch hier beeinflußt die Betriebsdauer das Meßergebnis. Erhöht man die Beschleunigungsspannung bis auf 30 kV und reduziert sie anschließend wieder auf den ursprünglichen Wert von 3,8 kV, so stellt sich nicht mehr der Anfangswert ein.

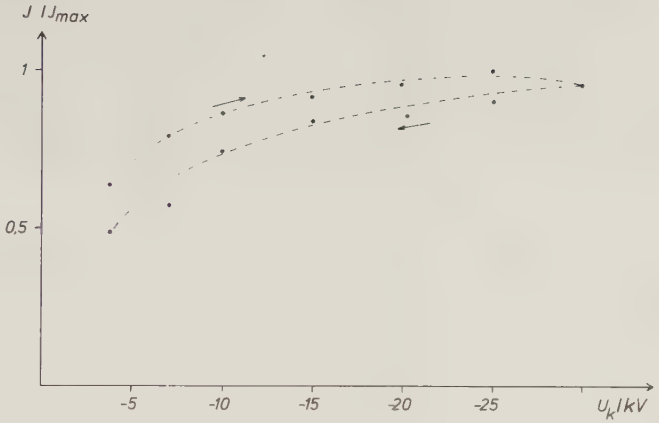


Abb.22: Abhängigkeit der Stromdichte einer CsJ-Kathode von der Beschleunigungsspannung

2.3.8 Einfluss der Titandioxidschicht auf die Winkelverteilung der Photoelektronen

In einem weiteren Experiment wurde der Einfluß der TiO_2- Maskenschichtdicke auf den Öffnungswinkel bestimmt. Dazu wurden TiO_2-Masken mit Dicken von 185 Å, 470 Å und 1060 Å hergestellt (siehe Kap. 2.3.2), die Durchlässigkeit der verschiedenen TiO_2-Schichten für UV-Licht der Wellenlänge λ_1 = 253,6 nm in einem Doppelmonochromator MM 12 der Fa. Zeiss vermessen und zu 28% (185 Å), 4% (470 Å) und < 1% (1060 Å) bestimmt. Anschließend wurden alle drei Masken gleichzeitig mit 75 Å Pd bedampft. Damit war gewährleistet, daß nicht durch verschiedene Pd-Aufdampfprozesse Meßverfälschungen auftreten konnten.

Bei der Maske mit der geringsten Dicke ergab sich kein Intensitätsmaximum, weil der Untergrund zu groß war wegen der hohen Durchlässigkeit des verwendeten UV-Lichts. In Abbildung 23 ist die Stromdichteverteilung in der Anodenebene für die Maskendicken 470 Å und 1060 Å dargestellt. Läßt man den Untergrund unberücksichtigt, so haben beide einen Öffnungswinkel von $4{,}4 \cdot 10^{-3}$ rad.

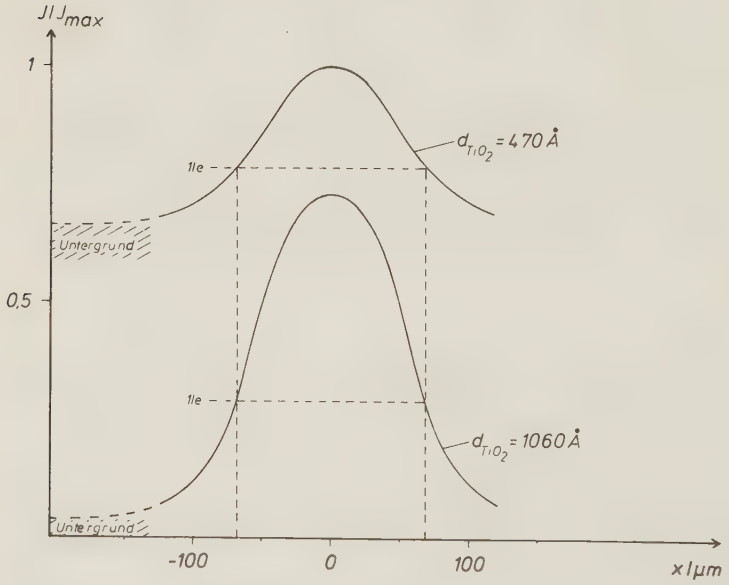


Abb.23: Stromdichteverteilung in der Anodenebene mit der TiO_2-Schichtdicke als Parameter (Pd-Kathode 75 Å)

Die Höhe der Stufen, die durch die Strukturierung der TiO_2-Schichten entstehen, haben offenbar keinen Einfluß auf den Öffnungswinkel der emittierten Photoelektronen.

Als günstiger erweist sich die dickere Schicht, da deren Untergrund nur 1/15 der maximalen Stromdichte erreicht, dagegen ist bei der Maske mit 470 Å TiO_2-Schichtdicke trotz der geringen UV-Lichtdurchlässigkeit von nur 4% der Untergrund immerhin nur um den Faktor 2/3 geringer als die Maximalintensität.

2.3.9 Einfluss der Netzanode auf die Winkelverteilung der Photoelektronen

Die bisherigen Stromverteilungsmessungen wurden mit einem als Anode verwendeten Faradaykäfig durchgeführt. Der Einfluß einer Netzanode als Beschleunigungselektrode konnte mit einem Kupfernetz als Anode nachgewiesen werden, dessen Gitterkonstante 17 µm betrug. Im Abstand von 4,4 mm unterhalb des Netzes wurde die Stromverteilung mit einem Faradaykäfig gemessen. Wie aus Abbildung 24 zu ersehen ist, spiegelt sich die Struktur des Netzes im periodischen Ansteigen und Abfallen der Stromverteilungskurve wieder. Der Vergleich der entsprechenden Stromdichten mit und ohne Netzanode bestätigt die von Herstellerseite angegebene Transparenz des verwendeten Kupfernetzes von unter 40%. Der Öffnungswinkel vergrößert sich um 21%. Die Kupfernetz-Anode weitet also den Photoelektronenstrahl auf. Zum Vergleich sind die beiden Meßpunkte für die ungestörte Registrierung der Photoelektronen durch den Faraday - Anodenteller in die Abbildung eingezeichnet.

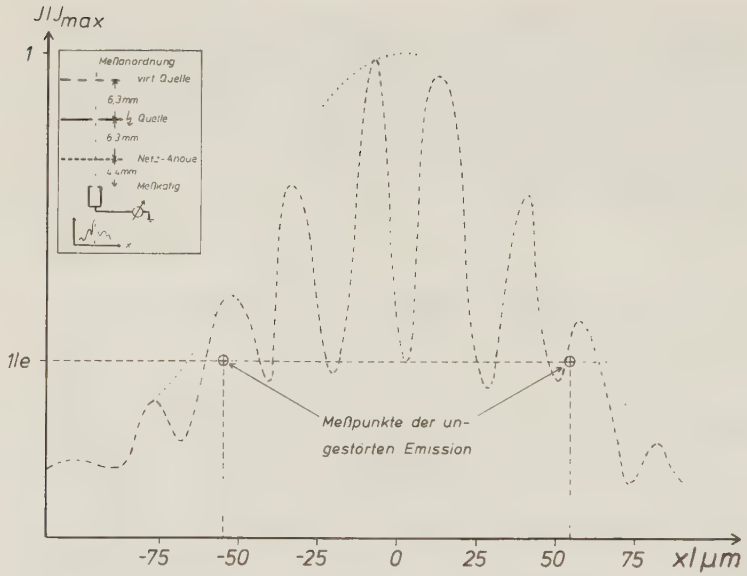


Abb.24: Stromverteilung einer Pd-Kathode mit einem Cu-Netz als Anode (Gitterk.:17µm)

2.4 Energieverteilung der Photoelektronen

Die Energie der an der Photokathode ausgelösten Elektronen setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

- die durch die angelegte Spannung nach Durchlaufen des elektrischen Feldes erzielte kinetische Energie $e \cdot U_k$.

Sie beeinflußt die Belichtungszeit des Elektronenresists und die Auswirkungen des Proximityeffekts (2,17).

- die kinetische Energie der emittierten Elektronen bei Verlassen der Kathodenoberfläche, die sich

nach der Einstein-Beziehung $\Delta E = h\nu - \Phi$ aus der Differenz zwischen der eingestrahlten Energie $h\nu$ und der Austrittsarbeit Φ ergibt.

Der letzte Term begrenzt das Auflösungsvermögen zusammen mit den Abbildungsfehlern des elektronenoptischen Abbildungssystems des Maskierungsprojektors, da er eine Verbreiterung des von einem Maskenpunkt ausgehenden Elektronenbündels bewirkt. Die aus den Winkelverteilungsmessungen (Kap. 2.3) berechneten Energiewerte der ausgelösten Elektronen beziehen sich jeweils auf die maximale Tangentialkomponente der Anfangsgeschwindigkeit. Aus diesem Grunde wurden zusätzlich Energieverteilungsmessungen mit Hilfe eines elektrostatischen Energieanalysators durchgeführt.

2.4.1 Aufbau der Messanordnung

Zur Energieverteilungsmessung der Photoelektronen wurde der in Kapitel 2.3.1 beschriebene Strahlerzeuger mit der tellerförmigen Anode verwendet. Die Anode ist parallel zum Quarzträger justiert, um das homogene elektrische Feld zu erzeugen. Durch eine 700 µm - Öffnung in der Anode passiert im Bereich der optischen Achse ein Teil der Photoelektronen die Anode. Dieses Elektronenbündel wird auf einen als Quellenspalt benutzten Feinspalt projiziert, und man erreicht dadurch einen feinen Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von unter 10 µm (Abbildung 25). Der Quellenspalt ist in seiner Lage zur optischen Achse justierbar und seine Spaltbreite ist veränderlich. Der Quellenspalt wird soweit zugezogen, bis die Breite der Quelle keinen Einfluß mehr auf die Energiebreiten der registrierten Photoelektronenspektren hat.

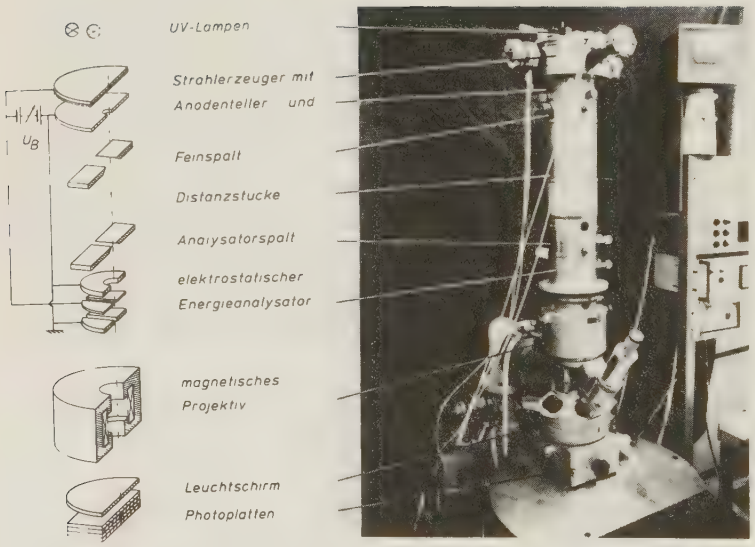


Abb.25: Aufbau der Meßanordnung

Im Abstand von etwa 40 cm unterhalb dieses Quellenspaltes ist der elektrostatische Möllenstedt-Energieanalysator (18) angebracht. Er besteht aus einer elektrostatischen Zylinderlinse und einem justierbaren Feinspalt. Die Dispersion des Energieanalysators kann durch das nachgeschaltete magnetische Projektiv noch erhöht werden.

Aus Intensitäts- und Auflösungsgründen wird er im Kaustikstrahlengang betrieben (19). Der Analysator besitzt eine Energieauflösung von $2 \cdot 10^{-3}$eV bei einer Elektronenenergie von 30 keV (20).

Das Energiespektrum kann auf einem klappbaren Leuchtschirm beobachtet und auf einer Photoplatte registriert

werden. Zur Registrierung der Energiespektren wurde der Planfilm Agfa Scientia 23D56P3AH verwendet. Die Auswertung der Spektren erfolgte mit einem Scanning-Mikroskop-Photometer der Fa. Zeiss mit angeschlossenem Kleinrechner.

Der lineare Bereich der aufgenommenen Schwärzungskurven wurde nicht durch das Photometer begrenzt, sondern durch den verwendeten Planfilm. Für die zur Untersuchung der Energieverteilungen von Photoelektronen benutzten Kathodenspannungen von -10 kV bis -35 kV wurden in einem Siemens Elmiskop Graukeile hergestellt durch unterschiedliche Belichtungszeiten der Photoplatte bei jeweils festen Betriebsspannungen. Anschließend wurde der lineare Bereich der Schwärzungskurven der belichteten Photoplatten im Photometer vermessen.

Eine zweiminütige Entwicklung des belichteten Filmmaterials in Dokumol bei 20 °C ergab die besten Ergebnisse (21).

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt:

Betriebsspannung	10 kV	15 kV	20 kV	25 kV	30 kV	35 kV
Schwärzung $S=^{10}\log\frac{I_0}{I}$	0,4	0,35	0,6	0,6	0,6	0,6

Tabelle 2: Linearer Bereich der Schwärzungskurve bei verschiedenen Betriebsspannungen (Planfilm Agfa Scientia 23D56P3AH)

Abbildung 26 zeigt den typischen Verlauf einer solchen Schwärzungskurve bis zu S = 1. Die Belichtungsdauer wurde in gleichen Stufen erhöht, während der Emissionsstrom konstant gehalten wurde. Man erkennt den linearen Anstieg

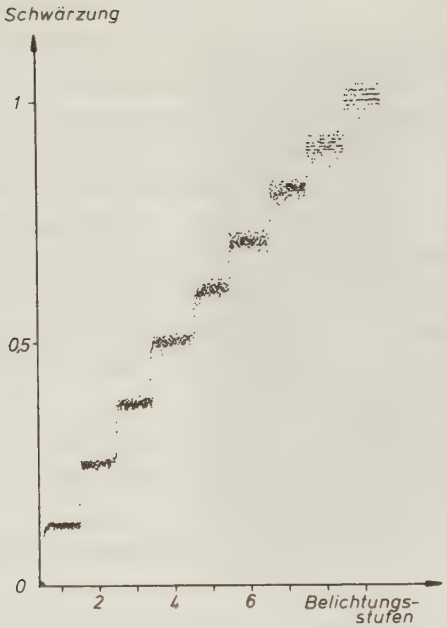


Abb.26: Schwärzungskurve aufgenommen mit einem Planfilm Agfa Scientia 23D56P3AH (20 kV)

bis zu S = 0,6, oberhalb dieses Wertes wird die Zunahme geringer, der lineare Bereich wird verlassen.

Als Photokathoden wurden Palladium und Cäsiumjodid untersucht, da beide Materialien bereits bei den Winkelverteilungsmessungen die günstigsten Werte ergeben hatten.

In Abbildung 27 ist als Beispiel das Energiespektrum einer Pd-Kathode mit einer Schichtdicke von 30 Å wiedergegeben. Die Beschleunigungsspannung betrug 20 kV.

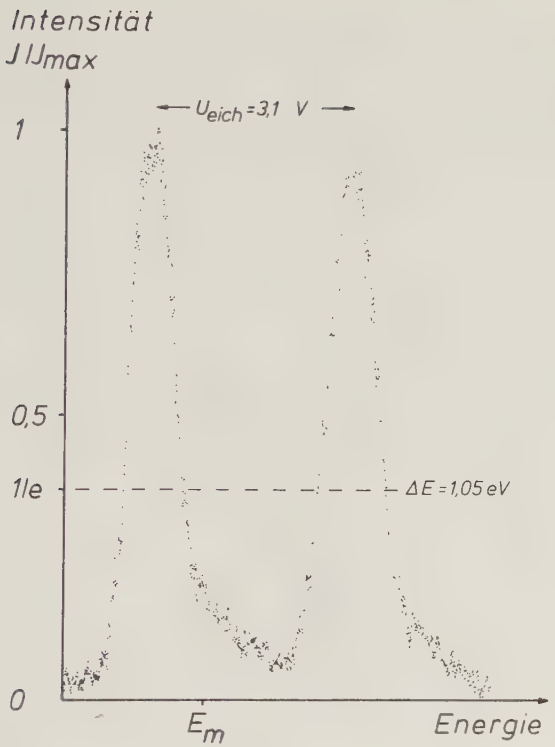


Abb.27: Beispiel eines Energiespektrums einer Pd-Kathode (U_k=-20kV, d=30Å)

Die Abbildung zeigt zwei Spektren, die durch Zuschalten einer Eichspannung von 3,1 V auf einer Photoplatte registriert worden sind. E_m gibt die maximale Energie der ausgelösten Elektronen an, die hier etwa 1,5 eV beträgt.

2.4.2 Messergebnisse für Palladium

Die sich aus den Winkelverteilungsmessungen ergebenen Resultate spiegeln sich bei den erhaltenen Energieverteilungsmeßdaten wieder (Abbildung 28).

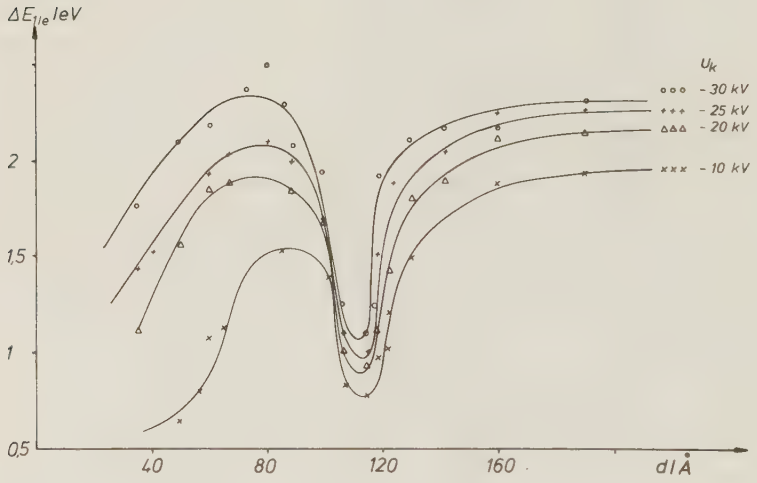


Abb.28: Abhängigkeit der 1/e -Energiewertbreite ausgelöster Photoelektronen einer Pd-Kathode von deren Schichtdicke bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen

Die Energieverteilung der Photoelektronen ist stark abhängig von der Pd-Schichtdicke. Bei 80 Å durchläuft die Breite der Energieverteilung ein Maximum bei 1,5 eV für 10 kV Beschleunigungsspannung bis 2,3 eV für 30 kV Beschleunigungsspannung. Diese Werte stimmen gut mit den Literaturwerten überein (10). Ein Minimum ergibt sich

hier ebenfalls bei Schichten von 110 Å bis 115 Å. Dieses Minimum liegt bei 0,8 eV (10 kV) bis 1,1 eV (30 kV). Verwendet man sehr dünne Pd - Schichten unter 50 Å, sinken für Spannungen bis 15 kV die 1/e - Werte unter den Minimalwert bei 115 Å. Bei Beschleunigungsspannungen über 30 kV liegen sie immer noch zwischen 1 eV und 2 eV.

Den Austrittswinkel γ_0 (siehe Abb.6) erhält man nach (11) aus: $\sin \gamma_0 = \sin \gamma \cdot \sqrt{U/u}$. Setzt man die aus Winkel- und Energieverteilungsmessungen erzielten Ergebnisse ein, liegt γ_0 deutlich unter 90°, z.B. $\gamma_0 = 22{,}6°$ (d = 115 Å, $U_k = -25$ kV). Da nur solche Elektronen die Kathode verlassen können, deren Normalenergie größer als die zu überwindende Austrittsarbeit ist, erhält man unter Berücksichtigung der verwendeten UV - Strahlung und der der maximalen Energie E_m (siehe Abb.27) der ausgelösten Photoelektronen einen Austrittswinkel um 30°. Benutzt man - wie bei den Meßergebnissen - den 1/e - Wert der Energieverteilung, ist $\gamma_0 = 23{,}5°$ für die oben angegebene Kathode und damit in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus Winkel- und Energieverteilungsmessung. Es liegt also eine in Richtung des elektrischen Feldes bevorzugte Richtungsverteilung der Photoelektronen vor.

2.4.3 Messergebnisse für Cäsiumjodid

Abbildung 29 zeigt die Zusammenstellung der Meßergebnisse für Cäsiumjodid als Kathodenmaterial. Hier ist wiederum die 1/e - Wertbreite der Energieverteilung über der CsJ-Schichtdicke aufgetragen, Parameter ist die Beschleunigungsspannung.

Der Kurvenverlauf entspricht völlig demjenigen der Winkelverteilung, ist jedoch um etwa 40 Å zu dickeren Schichten hin verschoben, wofür zur Zeit keine Erklärung

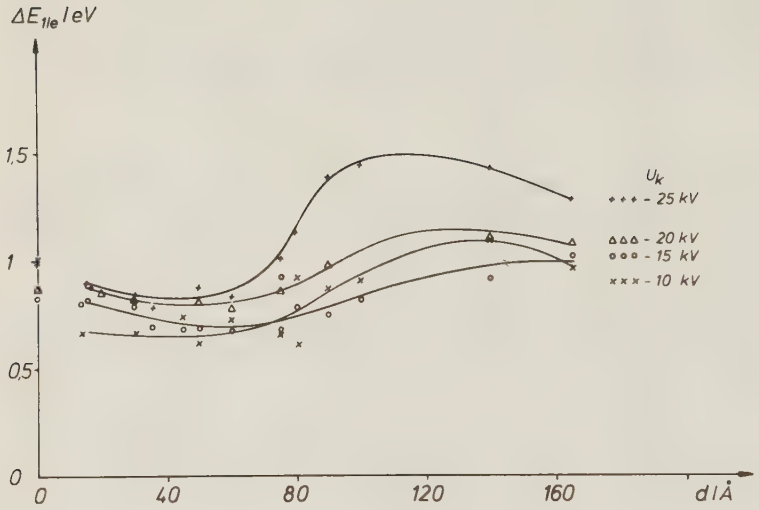


Abb.29: Abhängigkeit der 1/e - Energiewertbreite ausgelöster Photoelektronen einer CsJ-Kathode von deren Schichtdicke bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen

zu finden ist. Die Werte variieren von 0,6 eV (10 kV) und 0,8 eV (25 kV) bei 60 Å Schichtdicke bis zu 1 eV (10 kV) und 1,4 eV (25 kV) bei Schichtdicken über 100 Å. Bei noch größeren Schichtdicken fällt die Kurve wieder allmählich ab.

Während für extrem dünne Pd-Schichten die 1/e - Werte immer kleiner werden, ist bei CsJ ein geringes Anwachsen zu verzeichnen bis auf 0,7 eV (10 kV) und 0,9 eV (25 kV). Diese Werte stimmen gut mit den Literaturangaben überein (16), wo Werte zwischen 0,3 eV und 0,55 eV für die Energiehalbwertsbreite der Elektronen gemessen wurden.

3 Aufbau einer Kathodenlinse für einen Maskierungsprojektor

Wie M.Mayr ausführt (9), ist eine prinzipielle Schwäche des Maskierungsprojektors für Verkleinerung das Beschleunigungssystem des Strahlerzeugers (Abbildung 8). Das als Anode verwendete Kupfernetz mit einer Maschenweite von einigen Mikrometern hält der Strahlenbelastung durch die Photoelektronen nicht stand und verformt sich. Daraus ergibt sich, daß ein routinemäßiger Betrieb nicht möglich ist, weil keine reproduzierbaren Verhältnisse im elektrischen Feldraum zwischen Photokathode und Netzanode zu erzielen sind. Insbesondere ist der Abbildungsmaßstab von der Strukturierung der Maske abhängig.

Um also reproduzierbare Waferbelichtungen vornehmen zu können, muß das Kupfernetz aus dem Strahlengang entfernt und durch ein anderes Beschleunigungssystem ersetzt werden.Deshalb wurde versucht, mechanisch stabile Elektroden einzubauen ähnlich den Beschleunigungselektroden in Bildverstärkerröhren. Die bekanntermaßen großen Abbildungsfehler von elektrostatischen Linsen müssen dabei allerdings minimalisiert werden.

Dies kann auf unterschiedliche Weise geschehen. Durch Wölbung der Photokathode kann die kissenförmige Verzeichnung herabgesetzt werden. Weiterhin sind die Bildfehler fast vollständig zu eliminieren, wenn ein radialer Potentialgradient auf der Photokathode aufgebaut wird, so daß die Feldstärke sich linear mit dem Radius ändert. Die Photokathode wird also ähnlich einem Dünnfilmwiderstand aufgebaut (22).

Aus technischen Gründen wurden in dieser Arbeit beide Möglichkeiten nicht in Betracht gezogen. Sowohl die gewölbte Photokathode als auch eine mit dem Radius kontinuierlich anwachsende Kathodenschicht konnten nicht ver-

wirklicht werden. Eine weitere Möglichkeit zeigt R.Evrard (23) auf, der elektrodenlose Bildverstärkerröhren vorschlägt. Dabei wird die Röhrenbewandung mit einer Widerstandsschicht spiralenförmig bedeckt. Durch Anlegen einer Spannung zwischen den beiden Enden der Bewandung und Variation der Spiralenbreite gelingt es, den elektrischen Feldverlauf den geometrischen Abmessungen anzupassen und Bildfehler auszuschalten.

Diese Idee wurde aufgegriffen und etwas modifiziert. An Stelle der spiralenförmigen Wandbeschichtung wurden mehrere Ringelektroden zwischen Photokathode und der 2. Magnetlinse vorgesehen, um auf den Potentialverlauf in diesem Raum Einfluß ausüben zu können. Dadurch konnten die Photoelektronen entlang der optischen Achse ohne Materie im Strahlengang beschleunigt werden.

Für die Berechnungen von Elektronenbahnen und Äquipotentiallinien eines solchen elektrischen Beschleunigungssystems überlagert mit einem elektromagnetischen Feld zweier Magnetlinsen standen Rechenprogramme zur Verfügung, die am Institut für Angewandte Physik unter Leitung von Herrn Prof.Dr. E.Kasper erstellt worden sind.

3.1 Berechnungen

Bei den Berechnungen der Elektronenbahnen und Äquipotentialverteilungen der verschiedensten Elektrodenkonfigurationen wurden die Daten der zur Verfügung stehenden beiden Magnetlinsen (9) berücksichtigt, die in Tabelle 3 zusammengestellt sind. Als Parameter dienten dabei die Linsenströme der beiden Magnetlinsen M1 und M2, die in einem Bereich zwischen 900 Amperewindungen (AW) und 1700 AW variiert wurden.

Linsendaten	Linse M1	Linse M2
Spaltweite S (mm)	290	58
Bohrungsdurchmesser D (mm)	135	27
Ampêrewindungszahl (25 kV)	1097	1097
Bilddrehwinkel (°)	72,6	72,6
Reale Brennebene z_f (mm)	260,0	52,0
Reale Brennweite f (mm)	275,6	55,1
Öffnungsfehlerkonst. c_s (mm)	620,4	124,1
Isotrope Koma F	1,44	1,44
Isotrop.Astigmatismus C (mm^{-1})	$2{,}02 \cdot 10^{-3}$	$1{,}01 \cdot 10^{-2}$
Bildfeldwölbung D (mm^{-1})	$1{,}10 \cdot 10^{-2}$	$5{,}50 \cdot 10^{-2}$
Isotrop.Verzeichnung E (mm^{-1})	$2{,}55 \cdot 10^{-5}$	$6{,}37 \cdot 10^{-4}$
Anisotrope Koma f	0,811	0,811
Anisotrop. Astigmatismus	$4{,}318 \cdot 10^{-3}$	$2{,}091 \cdot 10^{-2}$
Anisotrop. Verzeichnung	$1{,}100 \cdot 10^{-5}$	$2{,}749 \cdot 10^{-4}$
Vergrößerungsfarbfehler	0,781	0,781
Verdrehungsfarbfehler	0,635	0,635

Tabelle 3: Linsendaten der beiden verwendeten magnetischen Linsen M1 und M2 für den Grenzfall unendlich hoher Vergrößerung (9)

In Abbildung 30 sind schematisch die untersuchten Elektrodenkonfigurationen dargestellt. Im Vergleich zur Abbildung 1 (Seite 8) sind die Photokathoden mit negativer Vorspannung und das Abbildungssystem mit zwei magnetischen Linsen beibehalten worden, an Stelle der Netzanode wurden Elektroden zwischen Photokathode und erster magnetischer Linse eingesetzt. Ziel der Rechnungen war es, eine solche elektrische Feldverteilung im Raum zwischen Kathode und magnetischem Abbildungssystem zu erreichen, daß eine genügend großflächige Maske von der Photokathode in die Registrierebene abgebildet werden konnte, das heißt

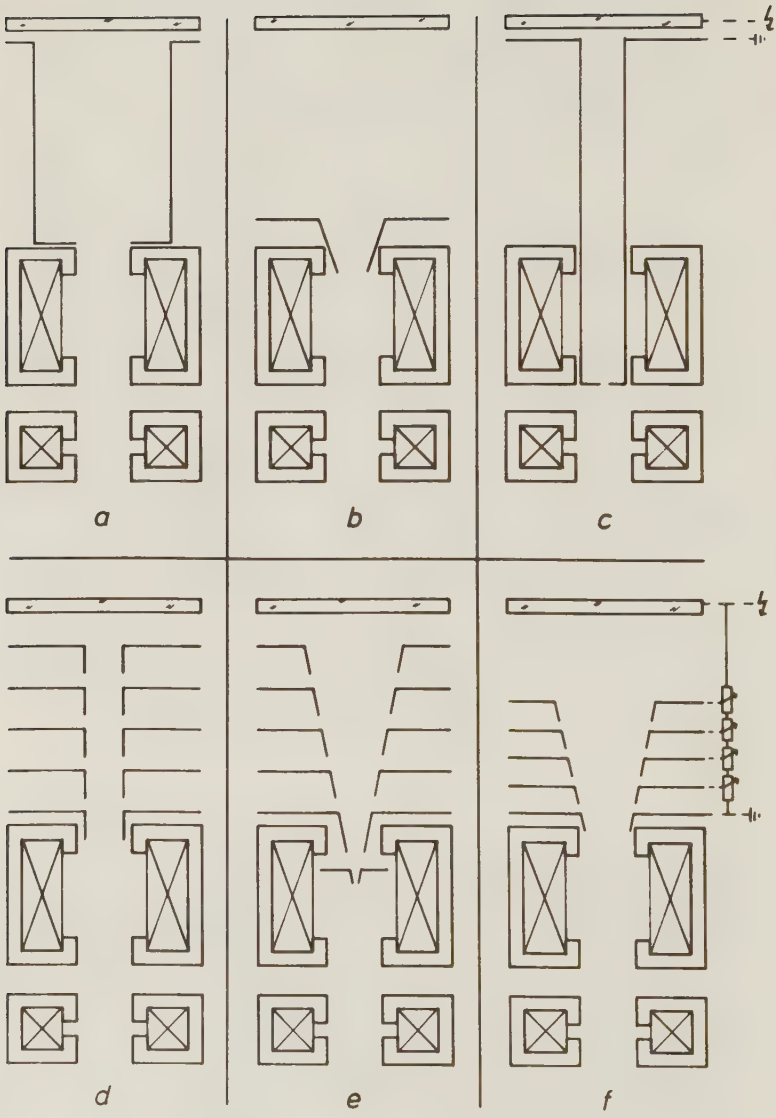


Abb.30: Schematische Darstellung einiger der untersuchten Elektrodenkonfigurationen

daß für alle Punkte der Kathodenmaske eine gemeinsame Bildebene mit über dem gesamten nutzbaren Bereich konstantem Abbildungsmaßstab existiert.

Um dies zu erreichen, wurden die geometrischen Abmessungen der Kathodenlinse wie Radien der Elektroden, ihre Abstände zueinander, ihr Neigungswinkel zur elektronenoptischen Achse und auch ihre Anzahl variiert und die zugehörige Potentialverteilung und die Elektronenbahnen berechnet. Sowohl Elektrodenanordnungen, die in die erste Magnetlinse hineinragten, wie in (24) vorgeschlagen (Abbildung 30 b,c,d,e) als auch Konfigurationen, bei denen die letzte Elektrode auf der ersten Magnetlinse auflagen (Abbildung 30 a,f), hyperbolisch oder konisch zulaufende Elektroden (Abbildung 30 b,e,f) wie auch zylindrische Ringe (Abbildung 30 d) wurden rechnerisch behandelt. Als Extremfall ging ein 40 cm tiefer Anodenbecher mit unterschiedlichem Bohrungsradius in die Rechnungen ein (Abbildung 30 c).

Für zwei Anordnungen sind in Abbildung 31 einige Äquipotentialverteilungen aufgezeichnet. Die zugehörigen Potentiale an den Elektroden E1 bis E5 sind in der Tabelle 4 zusammengestellt, die dazwischenliegenden Potentiallinien weisen einen Abstand von jeweils 0,05 auf. In einigen der Teilabbildungen 31 ist gleichzeitig die Lage der ersten magnetischen Linse M1 eingezeichnet. Der Quarzträger mit Photokathode war verschieden zur ersten Elektrode angeordnet, wie dem Verlauf der Potentiallinien zu entnehmen ist. Bei den zylindrischen Elektroden ist deutlich der elektrische Durchgriff an der letzten Elektrode zu erkennen, der umso kleiner ist, je größer der Potentialgradient an der Kathodenoberfläche ist. Bei den konisch zulaufenden Elektroden ist kaum mehr ein Durchgriff festzustellen. Diese Form wurde ausgewählt, um das Anodennetz im Strahlerzeuger zu ersetzen.

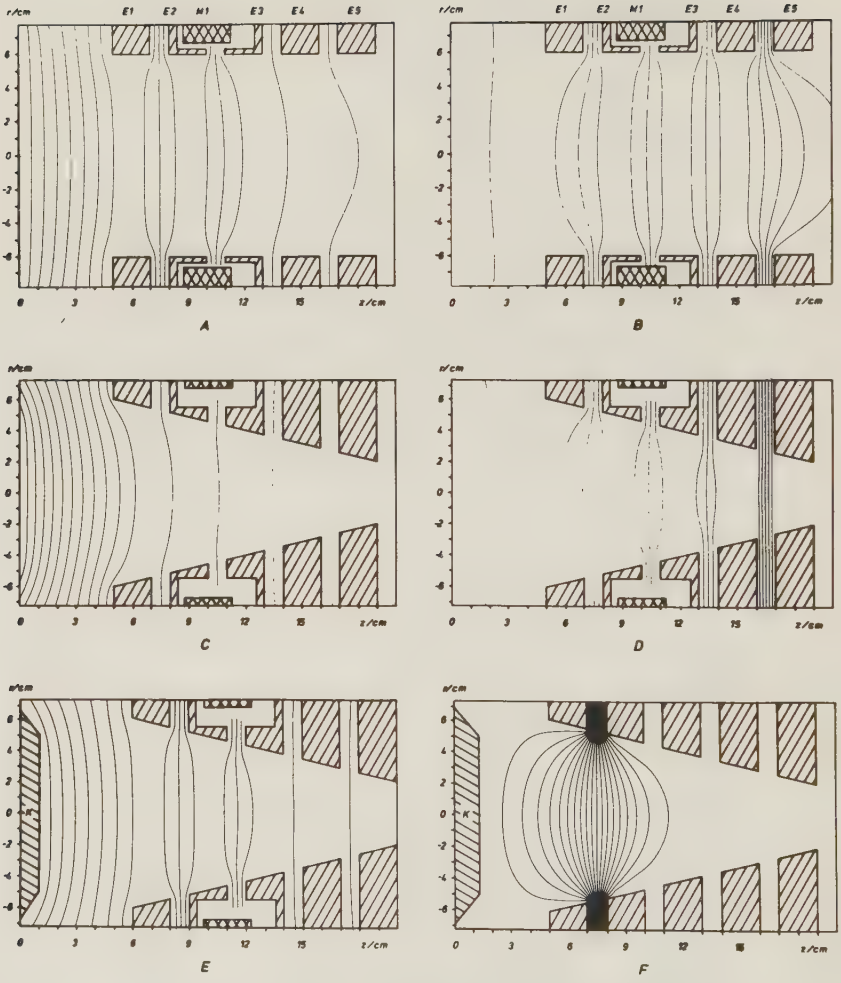


Abb.31: Potentialverteilungen einiger der berechneten Elektrodenkonfigurationen

Teil-bild	z_0/cm der Kathode	Potentialverteilung				
		E1	E2	E3	E4	E5
A	0	0,4	0,6	0,8	0,9	1
B	0	0,1	0,3	0,5	0,7	1
C	0	0,6	0,7	0,8	0,9	1
D	0	0,1	0,3	0,5	0,7	1
E	1,0	0,4	0,6	0,8	0,9	1
F	1,3	0	1	1	1	1

Tabelle 4: Potentialverteilung an den Elektroden der in Abb.31 gezeichneten Äquipotentiallinien

Abbildung 31 F schließlich zeigt die auf Grund der experimentellen Ergebnisse verwendeten Elektrodenpotentiale. Bis auf E1 liegen alle Elektroden auf dem Potential 1. Das Potential an Elektrode E1 hat sehr großen Einfluß auf den Verlauf der Elektronenbahnen. Durch Variation der Spannung an dieser Elektrode zwischen -300 V und +300 V können Bildebene und Abbildungsmaßstab verändert werden. Würde man hier noch weitere Elektroden anbringen, so ist möglicherweise eine Verbesserung der Abbildungseigenschaften des Systems zu erreichen. Obwohl auch im Fall der Abbildung 31 F die Inhomogenität des elektrischen Feldes zu sehen ist, wurden mit dieser Potentialverteilung die besten Ergebnisse erzielt.

Die Grenzen des Emissionssystems kann man mit Hilfe von (25,26) folgendermaßen abschätzen:

Da die Geschwindigkeit der an der Kathode ausgelösten Elektronen nahe der Kathodenoberfläche am geringsten

ist, ist in diesem Gebiet die Einwirkung des elektrischen Feldes auf die Elektronen am größten. Nur in diesem Bereich ist die Neigung der Elektronenbahnen zur optischen Achse des Emissionssystems relativ groß auf Grund der Winkelverteilung bei der Elektronenauslösung, während in allen anderen Gebieten der Kathodenlinse die Strahlen als paraxial betrachtet werden können, so daß diese Gebiete keinen wesentlichen Beitrag zu den Aberrationen leisten. Es genügt also zur groben Abschätzung des Auflösungsvermögens, lediglich den Einfluß des elektrischen Feldes auf den Elektronenstrahlverlauf nahe der Kathodenoberfläche zu betrachten. Dort kann man zur Vereinfachung auch eine homogene Feldverteilung annehmen.

Im homogenen elektrischen und magnetischen Feld in axialer Richtung lautet die Bewegungsgleichung eines Elektrons

$$\frac{d}{dt}(m \cdot \vec{v}) = - e \cdot \vec{E} - e \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$$

wobei $\vec{E}$ und $\vec{B}$ das elektrische und magnetische Feld, e die Elementarladung, m die Masse des Elektrons und v seine Geschwindigkeit ist. Berechnet man sich unter Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeit v_o der Elektronen deren Abstand von der optischen Achse in der Anodenebene aus, so erhält man einen Kreis mit dem Radius

$$\delta = \frac{2u \cdot \sin\gamma_0 \cdot \cos\gamma_0}{E}$$

wobei γ_0 der Winkel zwischen der Startgeschwindigkeit und der optischen Achse und eu die wahrscheinlichste Anfangsenergie der Elektronen an der Kathode ist. Hierbei wurde die Tatsache verwendet, daß die axiale Anfangsgeschwindigkeit $v_o \cdot \cos\gamma_0$ klein gegenüber E/B ist.

Setzt man in diese Gleichung die aus den Winkel- und Energieverteilungsmessungen erhaltenen Werte und für die elektrische Feldstärke den aus Abbildung 31 F zu be-

rechnenden Wert ein, so ergibt dies bei einer Pd-Photokathode von 115 Å Dicke für U_k = -25 kV, E = $2 \cdot 10^3$ V/cm, e·u = 0,9 eV, γ = $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ rad und daraus folgend mit (11) $\sin \gamma_0 = \gamma \cdot 1/\sqrt{[(u/U)/(1+u/U)]} \simeq 0{,}37$ ein $\delta \simeq 1{,}5$ µm, das heißt die durch δ beschriebene Aberation im virtuellen Bild bewirkt noch keine wesentliche Beeinträchtigung des Auflösungsvermögens des Systems.

Die Überlagerung eines elektrischen und eines magnetischen Feldes (z.B. Abbildung 30 e) ergab in keinem Fall verwendbare Kombinationen. Entweder beschränkte sich das Gesichtfeld auf wenige Millimeter um die optische Achse auf der Kathodenseite, oder die Bildfeldwölbung war zu groß, um auf einem ebenen Siliziumwafer eine gute Auflösung erreichen zu können. Beste Rechenergebnisse sind mit einem Mehrelektrodensystem erzielt worden, welches sich oberhalb der ersten Magnetlinse befindet, und dessen letzte Elektrode auf dem oberen Polschuh aufsitzt. Abbildung 32 zeigt im oberen Teil die Elektronenbahnen eines solchen Systems, wie es für spätere Experimente Verwendung fand. Während die 2.Magnetlinse exakt an ihrem geometrischen Ort eingezeichnet ist, gilt dies für die 1.Magnetlinse nur für die Abszisse. Die Ordinate der 1.Magnetlinse liegt außerhalb der Abbildung, was durch r_{ML} angedeutet ist. Die Kathodenoberfläche befindet sich bei z_o = 1,3 cm. Die an den Elektronenbahnen eingezeichneten Daten beziehen sich auf den Abstand von der z-Achse beim Verlassen der Kathodenoberfläche (z.B. $r_{1,3}$ = 0,3 bedeutet z_o = 1,3 cm und r_o = 0,3 cm). In der Abbildung sind jeweils nur die Bahnen eingezeichnet, bei denen das Elektron senkrecht zur Kathodenoberfläche startet.
In die Rechnung gingen folgende Werte ein: e·u = 0,2 eV, U_k = -25 kV, Ampêrewindungszahl = 945. Die Bildebene befindet sich knapp hinter der 2.Magnetlinse. Als Vergleich ist im unteren Teil der Abbildung 32 der Verlauf der Elektronenbahnen eingezeichnet, die für ein Abbil-

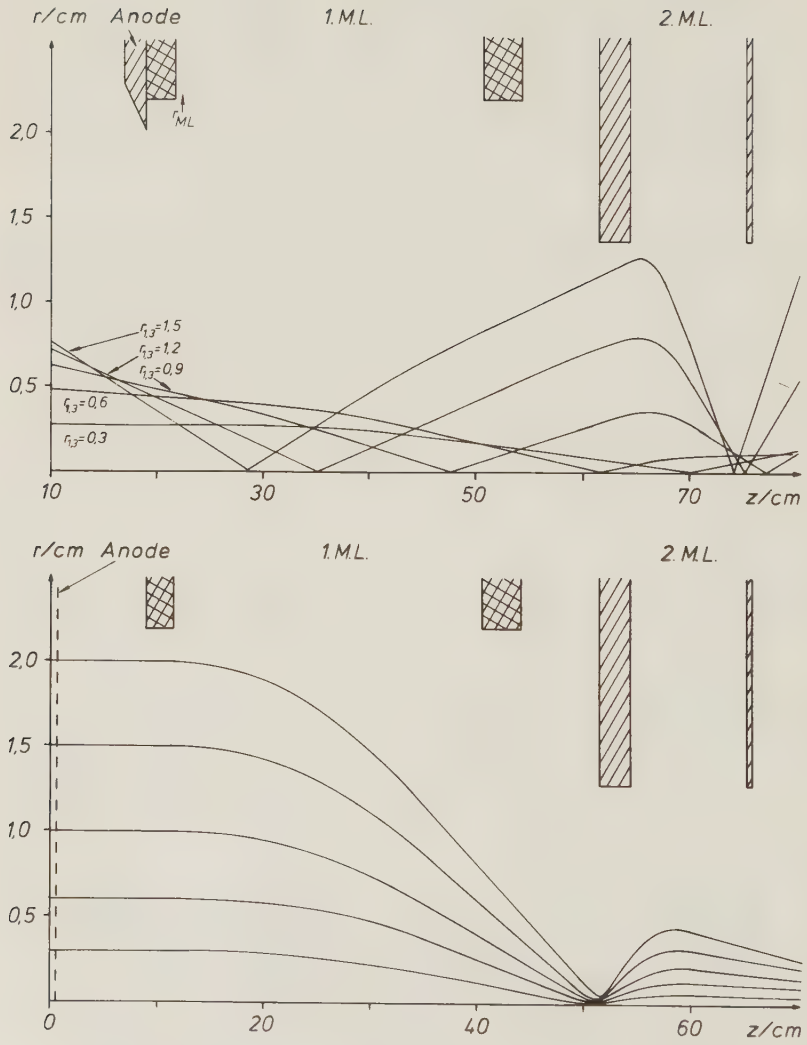


Abb.32: Elektronenbahnen des verwendeten Abbildungssystems (oben) im Vergleich zu den Elektronenbahnen des Systems nach M.Mayr (9) (unten)

dungssystem bestehend aus Netzanode und den beiden Magnetlinsen nach (9) gerechnet worden sind. Die Elektronen starten im magnetischen Streufeld und besitzen trotz des zur Oberfläche senkrechten Starts einen geringen Drehimpuls. Sie erreichen deshalb die z-Achse nicht. Hier kann man den telezentrischen Strahlenverlauf sehr gut erkennen, der im oberen Teil der Abbildung nicht einzustellen ist, da die Neigung der Bahnen zur optischen Achse bei Eintritt in die 1.Magnetlinse bereits sehr groß ist. Während man im unteren System einen geometrischen Ort finden kann, wo eine eingeführte Blende eine Verbesserung der Auflösung bewirken kann (26) (hier bei etwa 51 cm), ist dies im oberen System nicht mehr möglich, da die Bahnen die optische Achse in einem weiten Bereich zwischen z_1 = 28 cm und z_2 = 70 cm schneiden. Dennoch läßt sich direkt hinter der 2. Magnetlinse eine Bildebene finden, bei der alle Strahlen, die aus einem Kathodenbereich von 1,5 cm um die optische Achse stammen und von jeweils einem Kathodenpunkt ausgehen, durch jeweils einen Bildpunkt gehen und gleichzeitig Verzeichnung und Bildfeldwölbung so gering sind, daß eine Registrierung auf einen Siliziumwafer möglich ist. Die Divergenz der Strahlen zeigt allerdings auch den Schwachpunkt dieses Systems auf, nämlich die äußerst geringe Tiefenschärfe. Um eine Abbildung mit guter Auflösung zu erreichen, muß die Bildebene exakt getroffen werden.

Bei Berechnungen der Systeme (Abbildung 30 a - c) lagen die zweiten Überkreuzungspunkte mit der optischen Achse bereits weit im Feldraum der 2. Magnetlinse, und es konnte keine Bildebene aufgefunden werden.

Bedingt durch den nicht mehr einzustellenden telezentrischen Strahlengang und auch durch die Änderung der Amperewindungszahl ändert sich der Abbildungsmaßstab von 5:1 auf 6:1.

3.2 Bau des Beschleunigungssystems

Nach den voranstehenden Berechnungen ist ein Beschleunigungssystem gebaut worden, bestehend aus fünf Elektroden (Abbildung 33). Diese Elektroden sind aus Aluminium hergestellt und innen konisch ausgeführt mit einem Neigungswinkel von 15,9° zur Vertikalen. Der Abstand zwischen den einzelnen Elektroden beträgt 10 mm, ihre Dicke jeweils 20 mm. Die unterste Elektrode, die auf dem oberen Polschuh der 1. Magnetlinse aufliegt, hat einen Bohrungsdurchmesser von 40 mm. Die Beschleunigungselektroden und die Kathode sind auf drei Keramikstäben aufgefädelt und über Keramikdistanzstücke voneinander elektrisch isoliert. Die Enden der Keramikstäbe werden in dafür vorgesehene Bohrungen am Versuchsrezipienten eingesetzt und bieten somit eine gute Justierung des gesamten Beschleunigungssystems. Über Hochspannungsdurchführungen können die oberen vier Elektroden auf ein beliebiges Potential zwischen Erd- und Kathodenpotential gebracht werden, während die 5. Elektrode direkt in die Abdeckplatte der 1. Magnetlinse eingepaßt ist und auf Erdpotential liegt.

3.3 Experimentelle Untersuchungen

Die ersten Untersuchungen des neuen Strahlerzeugers dienten zum Auffinden des optimalen Abstandes Kathode - 1. Elektrode. Die Variation des Abstandes der beiden Elektroden zueinander zwischen 20 mm und 70 mm ergab für einen Arbeitsabstand von 50 mm die beste Auflösung.

Als nächster Punkt wurde der Einfluß der Potentialverteilung an den fünf Beschleunigungselektroden auf die Abbildung untersucht. Über einen Spannungsteiler ist es möglich, unterschiedliche Spannungen an die Elektroden zu legen. Sowohl lineare als auch logarithmische Potential-

Abb.33: Technische Ausführung des Beschleunigungssystems mit aufgesetzter Photokathode (oben eingebaut)

verteilungen an den Elektroden wurden eingestellt. Bei diesen Experimenten stellte sich heraus, daß die besten Abbildungen auf einem Siliziumwafer erzielt wurden, wenn die oberste Elektrode auf Kathodenpotential lag und alle weiteren auf Erdpotential. Die Verwendung der beiden oberen Elektroden als Steuerelektroden, indem sie wie Wehneltelektroden negativ gegenüber der Photokathode vorgespannt waren, erbrachte keine Verbesserung. Nur mit der oben angegebenen Anordnung konnten dieselben Linsenerregungen von 1000 bis 1100 Ampèrewindungen eingehalten werden, für die minimale Fehler des magnetischen Abbildungssystems berechnet worden waren.

Wurde die 1. Elektrode als Wehneltelektrode verwendet, so konnte das Bildfeld je nach angelegter Spannung beliebig eingeschränkt werden bis zum völligen Sperren. Ähnliche Ergebnisse waren zu erzielen, wenn Elektrode 1 auf Kathodenpotential und die Elektroden 2 und 5 auf Erdpotential lagen und die Elektroden 3 und 4 als Steuerelektroden dienten. Es gelang dabei zwar, feinere Strukturen direkt auf der optischen Achse aufzulösen gegenüber der zuerst erwähnten Potentialverteilung, aber je nach Erregung der verwendeten Wehneltelektrode wurde das Gesichtsfeld sehr stark eingeschränkt bis zu einem Abstand von unter 200 µm von der optischen Achse. Bei all diesen Untersuchungen mit Steuerelektroden konnten die ursprünglichen optimalen Linsenerregungen nicht beibehalten werden, selbst eine gleichmäßige Erregung beider Magnetlinsen, was für die Minimierung der Fehler Voraussetzung ist, konnte nicht eingehalten werden.

Aus diesem Grund sind die auf den folgenden Seiten gezeigten Aufnahmen so hergestellt worden, daß an Kathode und 1.Elektrode -25 kV Spannung lagen und an allen weiteren Elektroden Erdpotential.

Abbildung 34 zeigt den schematischen Aufbau der Versuchsanordnung und seine technische Verwirklichung einschließlich des Vakuumsystems und der Waferverschiebeeinrichtung.

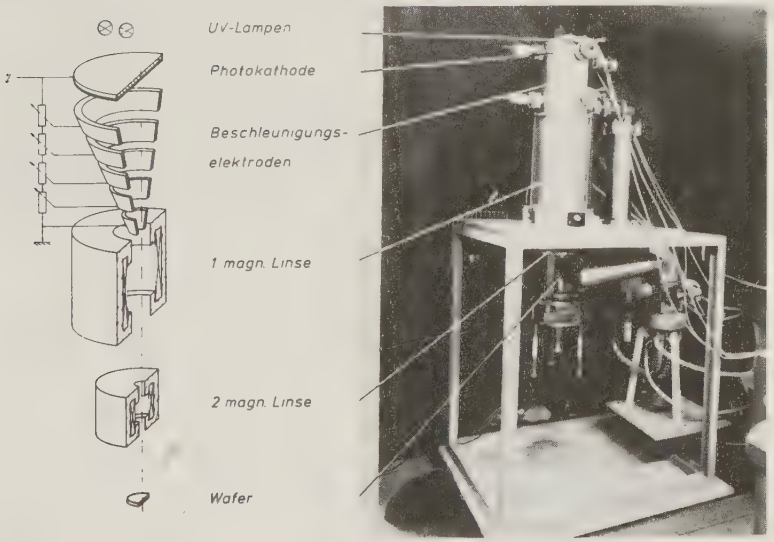


Abb.34: Versuchsanordnung des Maskierungsprojektors (schematisch und technische Ausführung)

Da zwischen zweiter Magnetlinse und Registrierebene nur wenige Millimeter Zwischenraum liegen, konnte die eingebaute Fokussiereinrichtung mit Hilfe eines Halbleiterdetektors nicht benutzt werden, sondern es wurden Fokussierreihen angefertigt, bei denen der Wafer in z-Richtung

verschoben wurde. Zur Feinfokussierung wurde dann die Linsenstromerregung der zweiten Linse in 10 µA - Schritten verändert und damit die endgültige Lage des Wafers zur Bildebene festgelegt.

Die einmal aufgefundene Fokussierebene blieb - wie zu erwarten - während der Belichtungen unverändert, was erneute Fokussierreihen bestätigten. Gerade dies kann bei der Verwendung eines Anodennetzes als Beschleunigungselektrode parallel zur Photokathode nicht gewährleistet werden. Ein solches Netz hält der Strahlenbelastung nicht stand und verformt sich auf der gesamten Fläche unterschiedlich. Dadurch wandern die Fokussierpunkte der einzelnen Quellenpunkte in verschiedene Fokussierebenen, und die Ergebnisse sind nur schlecht reproduzierbar. Mit dem neuen Beschleunigungssystem konnten auch nach Tagen reproduzierbare Ergebnisse erzielt werden, gleichgültig ob dieselbe Maskenstruktur oder eine neue verwendet wurde, sofern nur die einmal ermittelten Betriebsdaten konstant blieben.

Die Nachteile dieses Beschleunigungssystems liegen in der ungenügenden elektrischen Feldstärke an der Kathodenoberfläche, der geringen Tiefenschärfe und den Abbildungsfehlern außerhalb der Bildebene durch die Divergenz der Elektronenstrahlen nach der 2.Linse (vgl. Abb.32).

Um das hier beschriebene Strahlerzeugungssystem mit dem in (9) vorgestellten vergleichen zu können, wurden bei der Herstellung von Photokathoden teilweise dieselben Maskenstrukturen verwendet. Das Phänomen des Proximityeffektes, der bei Elektronenstrahlbelichtungen grundsätzlich zu beobachten ist, wurde teilweise dadurch unterdrückt, daß die mit PMMA - Lack beschichteten Wafer nur kurzzeitig belichtet wurden, um diesen Effekt zu verringern. Deshalb erscheinen die Aufnahmen auf den nächsten Seiten etwas kontrastarm.

Die Abbildung 35 zeigt eine Maske mit Strukturen von 20 µm bis 100 µm im Original. Diese Strukturen können bis in die Ecken des 2,7·2,7 mm^2 Feldes auf dem Wafer aufgelöst werden. Die teilweise auf den Bildern zu erkennenden Flecken sind keine Störungen auf der Waferabbildung, sondern entstehen bei dem Einsatz von Interferenzfiltern bei der lichtoptischen Weiterverarbeitung der erhaltenen Bilder.

Die Kammstruktur in Abbildung 36 weist im Original Strukturen bis zu 20 µm auf. Diese Linie, die nahe an der unteren 100 µm - Linie verläuft, kann im unteren Teil ebenfalls getrennt registriert werden. Hier sind die Strukturen 3,5 µm bzw. 17 µm breit. Das Kreuz im rechten unteren Eck der Bilder gibt die Lage der optischen Achse wieder.

Die Abbildungen auf den Seiten 77ff zeigen weitere Ausschnitte von Masken, deren Strukturen bis zu 1 µm auf dem Wafer herunterreichen. Gleichzeitig geben sie Auskunft über die Größe des verwendbaren Gesichtsfeldes.

Abbildung 38 zeigt deutlich den Einfluß des Proximityeffektes. Dieser Effekt führt hier zur Verrundung der Ecken. Der Gewinn an Kontrast in diesem mittleren Teilbild ist begleitet von einem Verwischen der einzelnen Maskenstrukturen.

Die Abbildungen 42 und 43 zeigen Ausschnittsvergrößerungen der Waferoberfläche, die mit einem Rasterelektronenmikroskop aufgenommen wurden. Auch hier ist der Proximityeffekt zu erkennen. Daneben sieht man aber auch die Flankensteilheit der einzelnen Strukturen.

Nahe der optischen Achse konnten Strukturen aufgelöst werden, deren Breite unter 1 µm lag. Dabei zeigte sich allerdings, daß solch feine Strukturen nur dann lichtoptisch verwertbar waren, wenn die Belichtungszeit

des PMMA - Resists sehr kurz gehalten wurde. Dies wiederum verhinderte eine vollständige Durchbelichtung des Resists, so daß der Kontrast zu gering war. Hierbei üben die oben erwähnten Schwachpunkte zusammen mit dem Proximityeffekt einen großen Einfluß auf die Qualität der Abbildung aus.

All die folgenden Abbildungen zeigen, daß sich das neue Beschleunigungssystem durchaus mit dem früheren messen kann, ihm in einigen Belangen sogar überlegen ist. Das Abbildungssystem löst Strukturen von 1 - 2 µm auf, wenn diese auf der Kathodenoberfläche aus einem Bereich von maximal 10 mm um die optische Achse herum stammen. Es sind jederzeit reproduzierbare Resultate zu erzielen, da keinerlei Materie im Strahlengang vorhanden ist, und infolge dessen auch keine Drifterscheinungen oder Materialermüdungen auftreten können.

Bedenkt man, daß die beiden Magnetlinsen für den telezentrischen Strahlengang optimiert worden sind, während im vorliegenden Fall ein divergentes Elektronenbündel die erste Linse erreicht, so darf man bessere Ergebnisse erwarten, wenn Magnetlinsen konstruiert werden, die den Erfordernissen des elektrischen Beschleunigungssystems entsprechen. Eine weitere Verbesserung ist ebenfalls zu erwarten, wenn man zu höheren Beschleunigungsspannungen (ca. 50 kV bis 100 kV) übergeht.

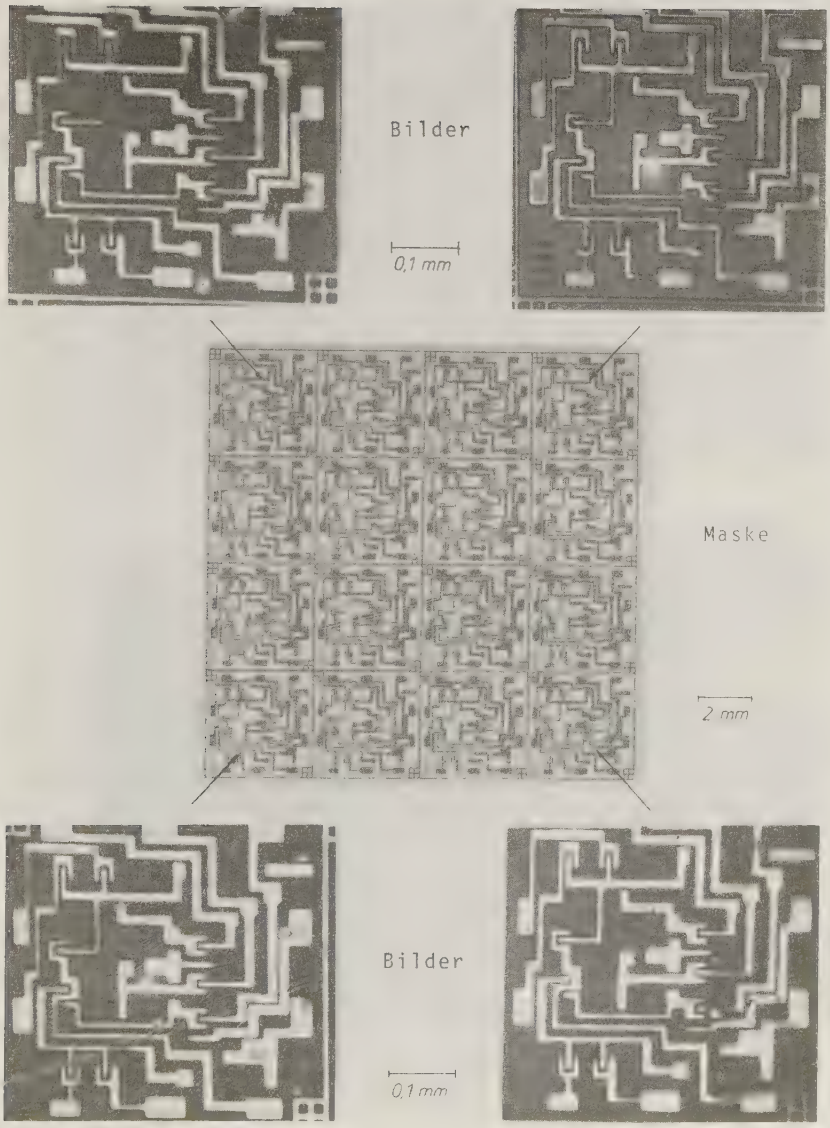


Abb.35: Auflösungsvermögen des Systems
am Beispiel einer groben Maske

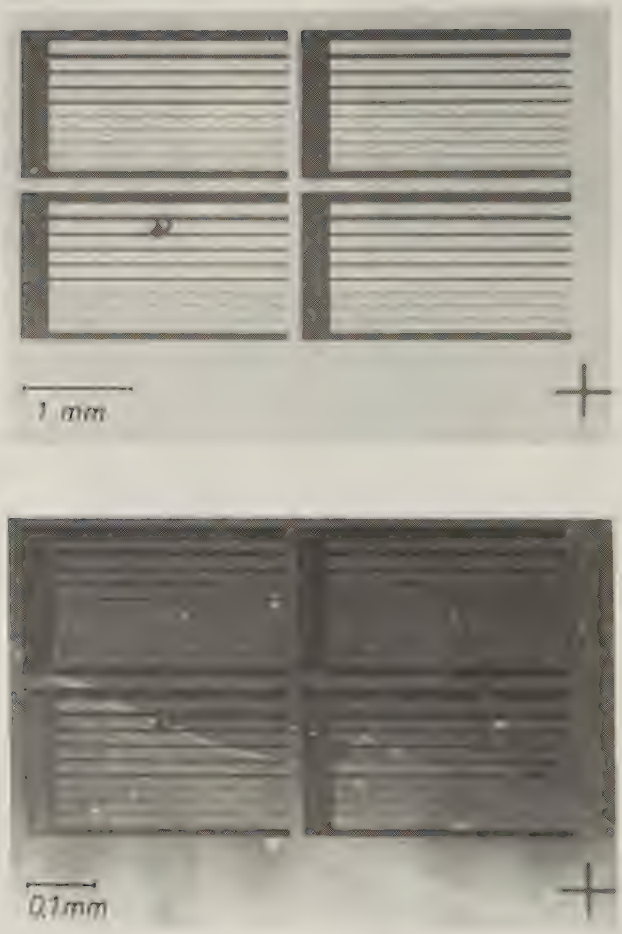


Abb.36: Kamm - Maske Original und Abbildung

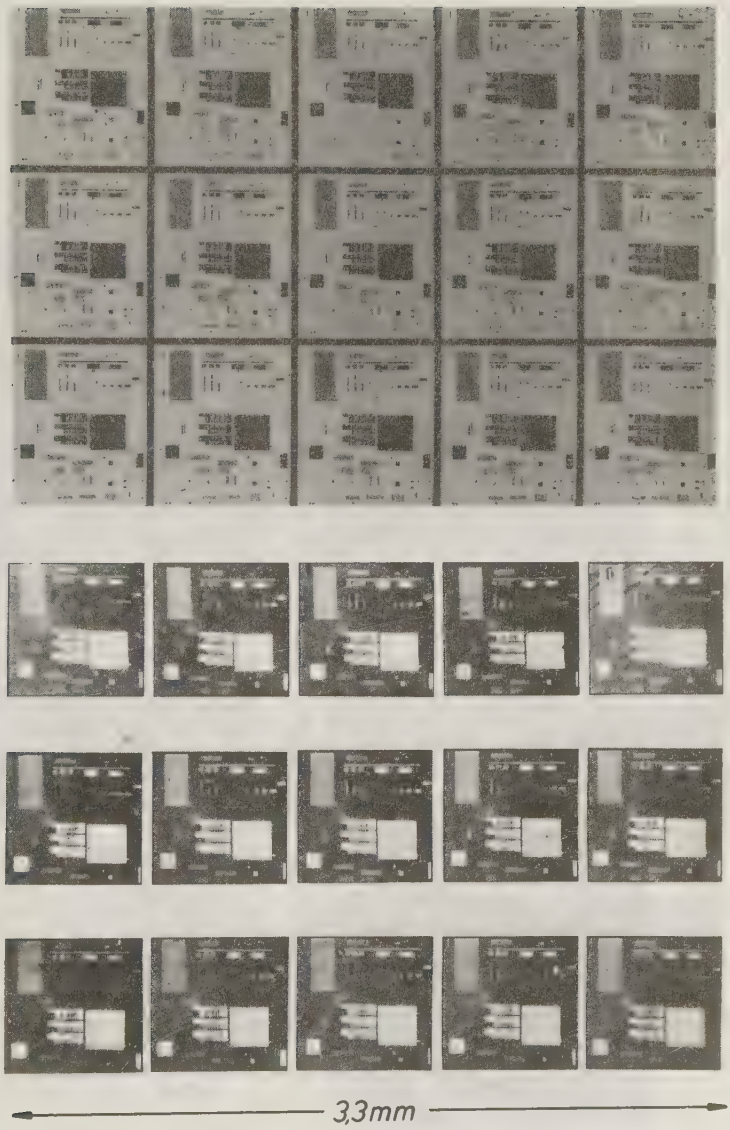
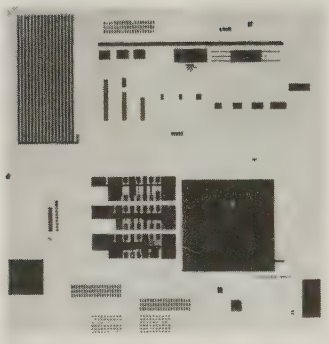


Abb.37: Maske - Original und Abbildung



Original

1 mm

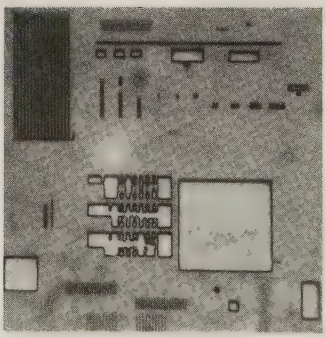


Bild A

0,1 mm

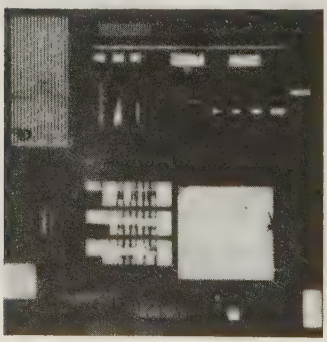


Bild B

0,1mm

Abb.38: Original mit Abbildungen
A durchbelichtet - B ohne Proximityeffekt

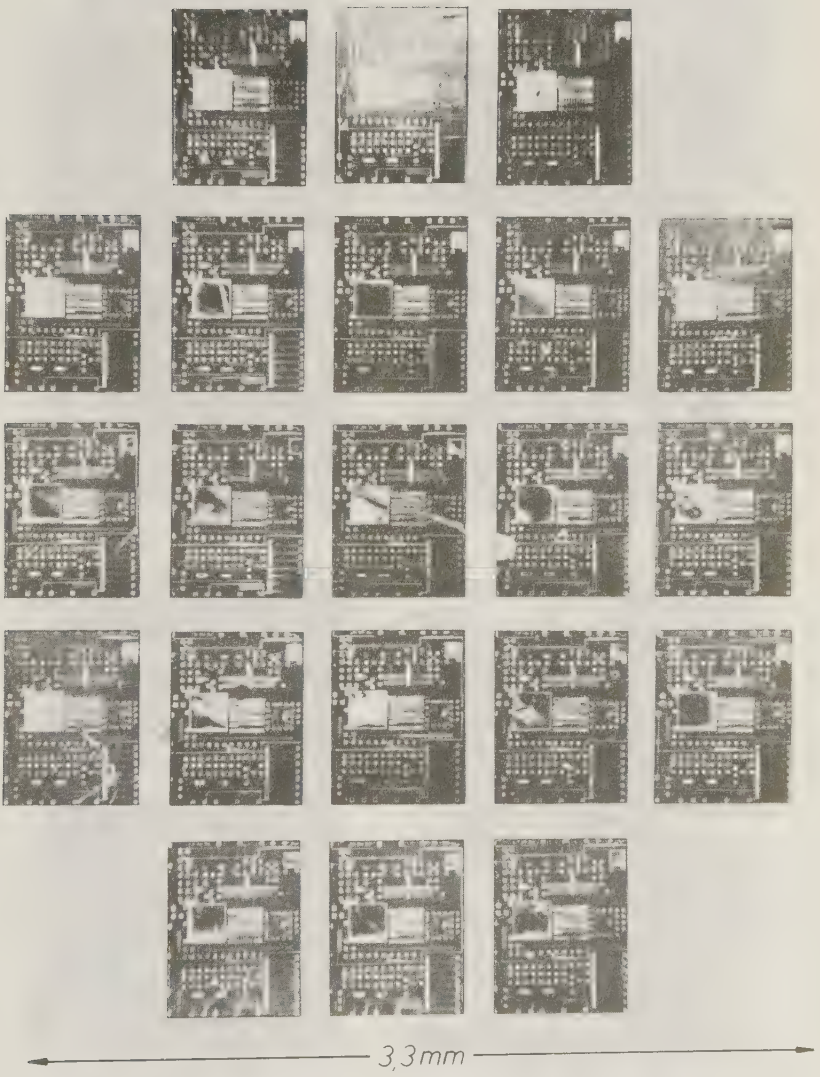


Abb.39: Abbildung einer Maske

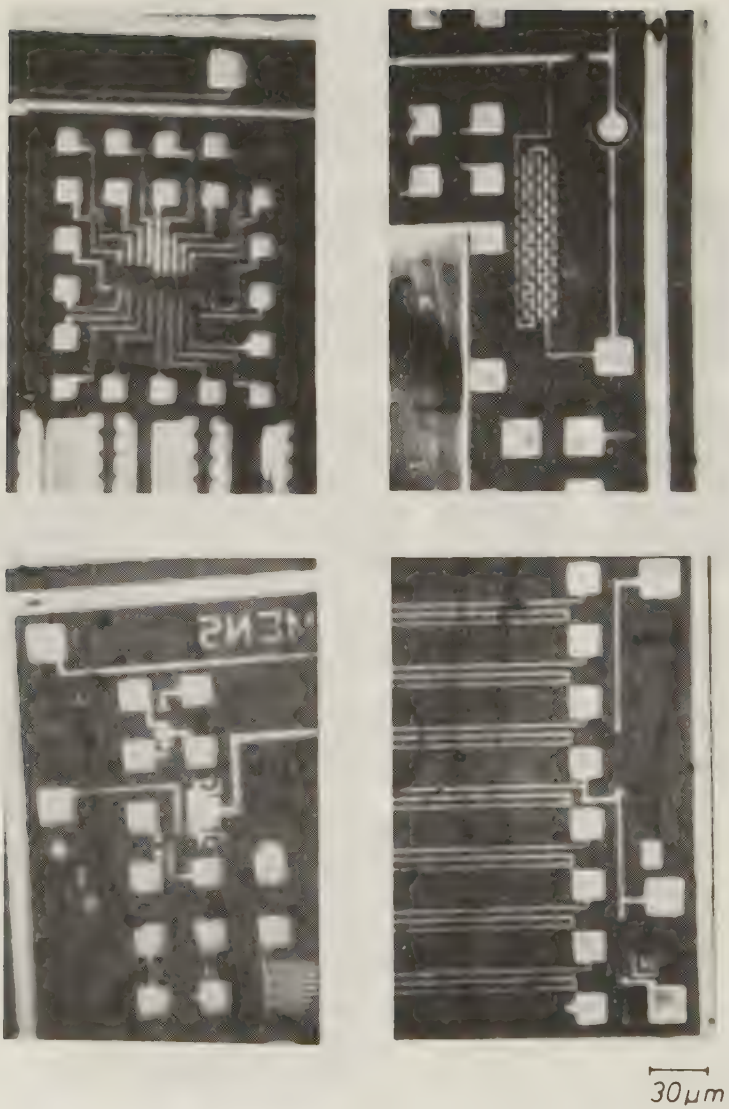


Abb.40: Chipausschnitte

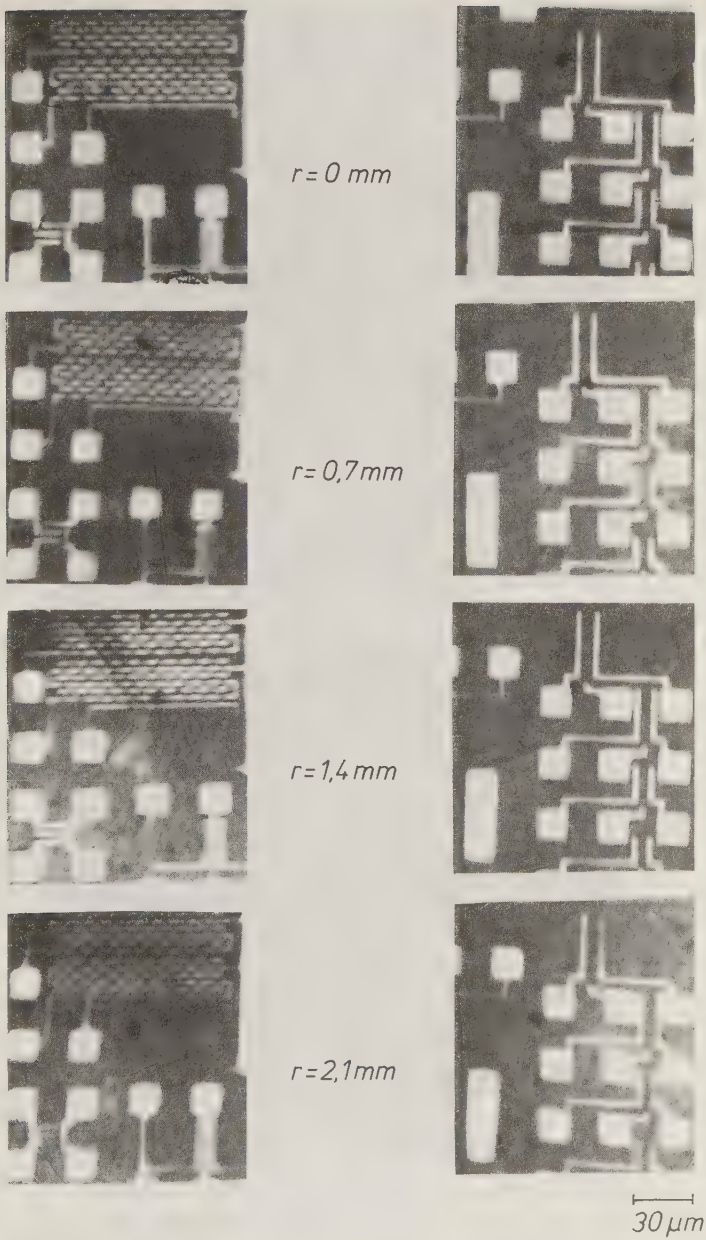


Abb.41: Chipausschnitte bei verschiedenen Abständen r von der optischen Achse

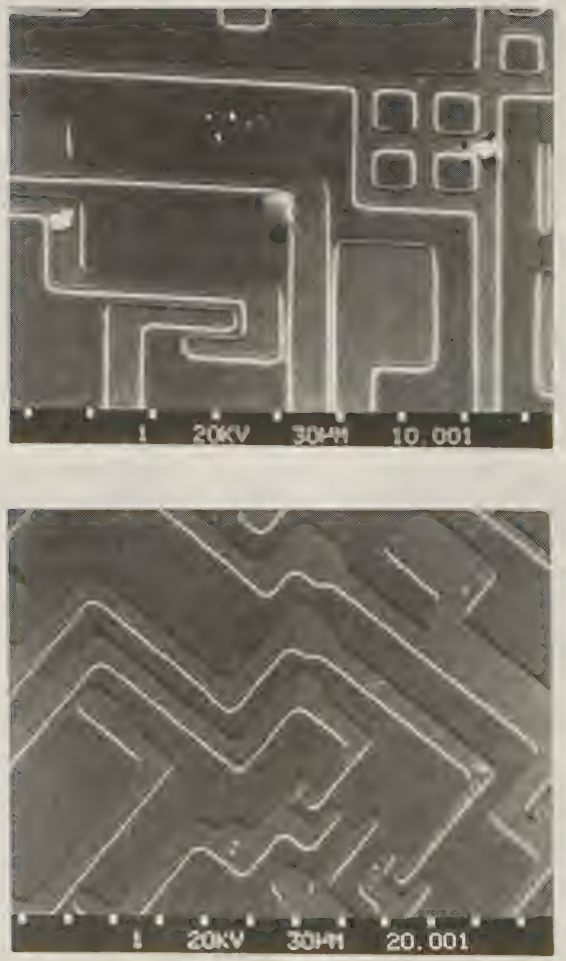


Abb.42: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Chipausschnitten

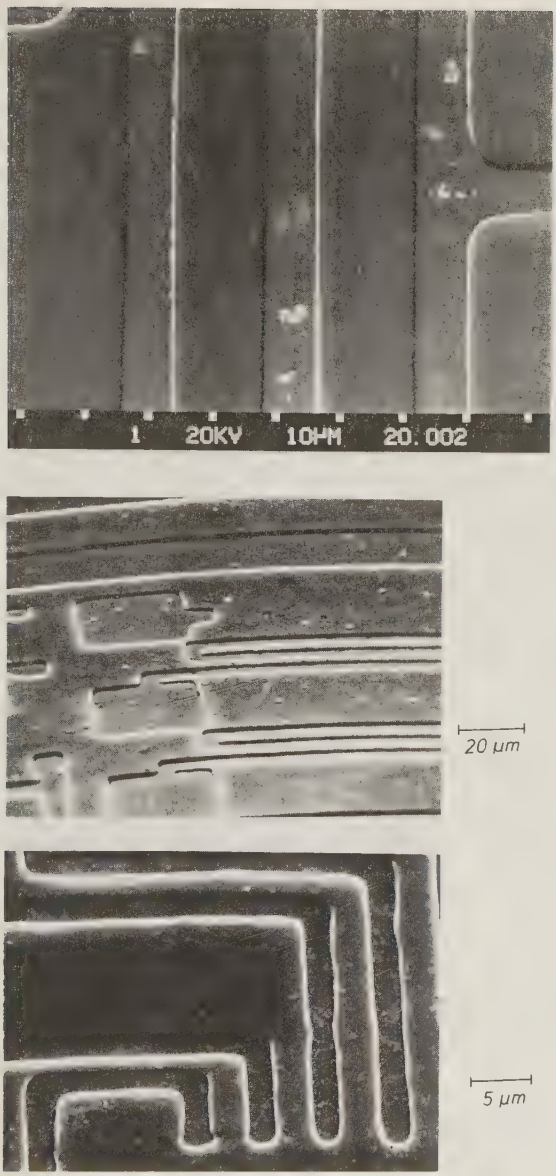


Abb.43: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Chipausschnitten

4 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Winkel- und Energieverteilungen von Photoelektronen in Abhängigkeit von Kathodenmaterial, Kathodenschichtdicke und angelegter Beschleunigungsspannung untersucht.

Im Anschluß daran wurde ein aus Ringelektroden bestehendes elektrostatisches Beschleunigungssystem für einen verkleinernden elektronenoptischen Maskierungsprojektor mit Photokathode aufgebaut.

Als Kathodenträger dient eine Quarzplatte mit einer UV-Licht sperrenden TiO_2-Maske, auf die das zu untersuchende Photokathodenmaterial aufgedampft wird. Als Maskenmuster dient ein Quellenspalt von 0,3 µm Breite. Die Auslösung der Photoelektronen an den TiO_2-freien Stellen der Maske durch UV-Licht erfolgt mittels Hg-Niederdrucklampen. Die Elektronen werden mit einem Elektronenvervielfacher in Verbindung mit einem Impulszähler nachgewiesen.

Es konnte gezeigt werden, daß für die verwendeten Hg-Niederdrucklampen vom Typ Hanau NK 6/12 Palladium und Cäsiumjodid die geeignetsten Photokathodenmaterialien sind. Beide zeichnen sich durch eine schmale Winkelverteilung in der Größenordnung von 10^{-3}rad aus (bis zum Absinken auf 1/e der maximalen Elektronenintensität). Dabei liegen die kleinsten Werte bei extrem dünnen Kathodenschichten von unter 20 Å. Sie steigen langsam an, durchlaufen bei 90 Å (Pd) bzw. 80 Å (CsJ) ein Maximum und erreichen bei 115 Å (Pd) bzw. 200 Å (CsJ) ein relatives Minimum.

Andere Materialien wie Kohlenstoff, Gold, Gold-Palladium und Nickel weisen wesentlich höhere Werte für die Austrittsapertur der Photoelektronen auf. Ein Einfluß der als Maskenmaterial verwendten TiO_2-Schicht auf den

Öffnungswinkel konnte nicht erkannt werden. Sowohl eine 470 Å dicke Schicht, deren UV-Lichtdurchlässigkeit noch 50% beträgt, als auch eine 1070 Å dicke Schicht, die beim für die Maskenherstellung wichtigen Strippen gerade noch aufbricht, erbrachten dieselben Ergebnisse bei der Winkelverteilungsmessung.

Die Energieverteilungsmessungen wurden mit einem elektrostatischen Energieanalysator nach Möllenstedt durchgeführt. Die Energieverteilung der Elektronen liegt bei Palladium im Bereich von 1 - 2 eV, bei Cäsiumjodid im Bereich von 0,6 - 1,4 eV, innerhalb der die Intensität auf 1/e ihres maximalen Wertes abfällt. Die Anfangsenergie der Elektronen an der Kathode nimmt mit steigender Beschleunigungsspannung zu, was einen Schottkyeffekt vermuten läßt. Der Vergleich der Winkelverteilungsmessungen mit den Energieverteilungsmessungen zeigt, daß für beide Materialien eine in Richtung des elektrischen Feldes bevorzugte Richtungsverteilung der ausgelösten Photoelektronen vorliegt.

Das Beschleunigungssystem für den Maskierungsprojektor wurde mit Hilfe eines im Institut für Angewandte Physik zur Verfügung stehenden Rechenprogrammes berechnet und aufgebaut.

Es besteht aus fünf Ringelektroden, die oberhalb der beiden Magnetlinsen angebracht sind. Die in der maskierten Photokathode ausgelösten Elektronen werden zur ersten Magnetlinse hin auf 25 keV beschleunigt und auf einen Siliziumwafer unterhalb der zweiten Magnetlinse etwa 6-fach verkleinert abgebildet.

Auf einem Gesichtsfeld von ca. $3{,}6 \cdot 3{,}6$ mm^2 in der Bildebene können Strukturen von 1 - 2 µm Breite aufgelöst werden. Diese Auflösung kann im Routinebetrieb erreicht werden, da keinerlei Materie wie etwa Masken oder Beschleunigungsnetzanoden im Strahlengang vorhanden ist.

Dadurch können weder Strahlenbelastungen von Masken noch thermische Driften einer Gitteranode durch unterschiedliche Maskenstrukturen auftreten. Die Maske selbst wird nur gering belastet und kann bei Aufwachsen einer Kontaminationsschicht auf dem Photokathodenmaterial einfach erneuert werden.

Die einmal eingestellten Werte für Magnetlinsenerregung, Lage der Registrierebene zum Abbildungssystem blieben über Tage hinweg konstant, und es konnten jederzeit reproduzierbare Ergebnisse erzielt werden.

Für die Anregung und stete Förderung dieser Arbeit danke ich Herrn Prof.Dr.R.Speidel sehr herzlich. Herrn Prof.Dr.G.Möllenstedt bin ich für sein förderndes Interesse zu Dank verpflichtet. Weiterer Dank gebührt Herrn Dipl.Phys.M.Eupper für die Unterstützung bei den Untersuchungen der theoretischen Grundlagen sowie Herrn Prof. Dr.E.Kasper für die Überlassung der Anwenderprogramme.

Bei den Herren Prof.Dr.F.Habermalz, Dipl.Phys. G.Rösch und Dipl.Phys.M.Brück möchte ich mich an dieser Stelle für die hilfreiche Unterstützung bei den lichtmikroskopischen, den elektronenmikroskopischen Aufnahmen und der ESCA - Analyse bedanken.

Dem Bundesministerium für Forschung und Technologie danke ich für die Bereitstellung der apparativen Ausstattung und allen Mitarbeitern des Institutes für Angewandte Physik der Universität Tübingen für ihre Hilfe zur Durchführung dieser Arbeit.

5 LITERATURVERZEICHNIS

1 T.H.P.Chang
Journ.Vac.Sci.Technol. 12 (1975) 1271

2 D.F.Kyser, C.H.Ting
Journ.Vac.Sci.Technol. 16 (1979) 1759

3 G.Stengl u.a.
Microcircuit Engineering Aachen (1979) 358

4 U.Behringer
Microcircuit Engineering Aachen (1979) 163

5 F.Martin
Dissertation Tübingen (1980)

6 H.Koops
Journ.Vac.Sci.Technol. 10 (1973) 909

7 M.B.Heritage
Journ.Vac.Sci.Technol. 12 (1975) 1135

8 B.Lischke u.a.
Int.Conf.on Microlithography Paris (1977) 167

9 M.Mayr
Dissertation Tübingen (1980)

10 J.P.Scott
Journ.Appl.Phys. 46 (1975) 661

11 W.Glaser
Grundlagen der Elektronenoptik
Springer-Verlag (1952) 81

12 H.Neumann
Annalen der Physik 26 (1971) 89

13 H.Neumann, Ch.Kleint
Annalen der Physik 27 (1971) 237

14 Y.Teisseyre, R.Coelho, R.Haug
Comptes Rendu 274 (1972) 1202

15 L.Eckertová, J.Suchánek
Proceedings 2nd Colloqu.on Thin Film (1967) 496

16 H.R.Philipp, E.A.Taft
Phys.Chem.Solids 1 (1956) 159

17 T.Neill u.a.
Philips Research Lab. Redhill II-Cat II

18 G.Möllenstedt
Optik 5 (1949) 499

19 W.Dietrich
Zeitschr. Physik 151 (1958) 519

20 K.H.Gaukler
Zeitschr. Physik 196 (1966) 85

21 U.Fritz
Dissertation Tübingen (1978)

22 W.Heimann
Adv.in EEP 22A (1966) 601

23 R.Evrard
Adv.in EEP 40A (1976) 83

24 IBM Offenlegungsschrift 2727733 (1977)

25 A.Recknagel
Zeitschr. Physik 120 (1949) 331

26 G.Möllenstedt, F.Lenz
Adv.in Electronics 18 (1963) 251

6 LEBENSLAUF

15.12.1948	geboren in Dresden Vater: Horst Dostmann Mutter:Hildegard, geb. Keil
4/1955	Eintritt in die Volksschule Ulm
4/1959	Eintritt in das Kepler-Gymnasium Ulm
6/1967	Reifeprüfung
10/1967 - 3/1969	Grundwehrdienst
SS 1969	Beginn des Physikstudiums an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
18.6.1976	Eheschließung mit Marie-Luise Asbach aus Gladenbach (Hessen)
WS 1976/77	Diplomhauptprüfung Thema der Diplomarbeit: Untersuchung des Einflusses von Sauerstoff auf Platin mit Hilfe der statischen Methode der Sekundärionen-Massenspektrometrie bei Prof.Dr.K.H.Gaukler am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
SS 1977	Arbeit an der vorliegenden Dissertation: Untersuchungen zur Kathodenlinse eines elektronenoptischen Maskierungsprojektors mit Photokathode für Verkleinerung bei Prof.Dr.R.Speidel am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
25.2.1981	Geburt der Tochter Christiane
1/1982	Eintritt in die Fa.MBB
23.8.1982	Geburt des Sohnes Martin

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten:

Physik:

Baumann, Braunbek, Gaukler, Gönnenwein, Jönsson, Kasper, Krüger, Lenz, Mack, Mertens, Mitter, Möllenstedt, Mühleisen, Riecke, Schief, Schmid, Seiler, Sommer, Speidel, Staudt, Stumpf

Mathematik:

Beekmann, Dudenhausen, Fischer, Meister, Radbruch, Schweizer, Schulz, Wolf

Chemie:

Müller, Ölkrug, Rüdorff

Datenverarbeitung:

Hewers, Schubring

Offsetdruck Spengler
Lessingstraße 4 · 7401 Neustetten 1
Telefon (0 74 72) 2 21 45